V. Drăgănescu • V. G. Velculescu

PRELUCRĂRI TERMICE CU LASERI

EDITURA ACADEMIEI
REPUBLICII
SOCIALISTE
ROMÂNIA

Scanned with OKEN Scanner

V. DRĂGĂNESCU V. G. VELCULESCU

PRELUCRĂRI TERMICE CU LASERI

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
București, 1986

Scanned with OKEN Scanner

În memoria Profesorului
I. I. Agârbiceanu

AUTORII

Scanned with OKEN Scanner

Prefață

Impactul laserului — fascinantă înfăptuire a teoriilor fizice — cu industria a generat noi tehnologii, de o mare varietate și eficiență, în cele mai diverse domenii de aplicații. Pe una dintre direcțiile astfel emergente, ce prezintă un interes deosebit, se înscrie subiectul abordat în prezenta carte : prelucrările termice cu laserul.

Este îndeobște cunoscut faptul că focalizarea radiației laser poate determina efecte termice pe o gamă extrem de largă, de la încălziri de ordinul gradului — necesare, de pildă, coagulării sîngelui la nivelul retinei ochiului — pînă la temperaturi de ordinul a 10^8 K, caracteristice plasmelor dense, de interes termonuclear. În acest interval se cuprind și încălzirile obținute cu densități de putere medii, de 10^2—10^7 W/cm^2, care determină efecte termice identificate în zona temperaturilor de 10^2—10^4 K, adică a temperaturilor uzuale în prelucrările, microuzinajele și tratamentele termice practicate în industrie. Dedicată acestui cîmp de aplicații, cartea de față demonstrează cu argumente profesionale de o deosebită calitate că, în materie de prelucrări termice, laserul nu constituie numai o variantă mai precisă și mai eficientă a metodelor convenționale, ci, în multe cazuri, este unica soluție posibilă.

Cunoscători de primă mînă ai subiectului, părtași la realizarea, în anii '60, sub conducerea profesorului Ion I. Agîrbiceanu, a primilor laseri românești și activînd de atunci în eșalonul de frunte al cercetării de specialitate din țara noastră, autorii, Dr. Vasile Drăgănescu, șef al Secției Laseri a Centrului Național de Fizică, și Dr. Victor George Velculescu au pus la baza monografiei, pe care o consacră prelucrărilor termice cu laserul, o premisă ce exprimă direct învățămintele vastei lor experiențe în domeniu : aceea că obținerea efectivă a rezultatelor scontate prin îndreptarea unui laser asupra unui material depinde în mod esențial de alegerea laserului adecvat, care să funcționeze în regimul corespunzător, și cu un fascicul ajustat corect în funcție de aplicația cerută și de materialul concret în cauză. Pornind de la aceasta, cartea năzuiește a da cititorului, virtual utilizator al tehnologiilor de acest fel, mijloacele de a putea predetermina cu o suficientă precizie efectele termice ale unui tip dat de laser, sau, mai aproape de condițiile practice, de a-l ajuta să-și aleagă laserul cel mai corespunzător aplicației pe care o urmărește.

Lucrarea este organizată pe șapte capitole, solid motivate în economia ansamblului. În primele două capitole se prezintă principiile de funcționare a laserului. Clară, orientată spre nevoile de informare ale utilizatorilor, expunerea îi cheamă să-și înțeleagă, pentru ca apoi să-și poată folosi cît mai eficient, instrumentul central de lucru. În continuare sînt trecute în revistă proprietățile radiației laser, subliniindu-se îndeosebi cele legate de putere și energie. Laserilor cu neodim și bioxid de carbon li se acordă o descriere mai detaliată. Pagini de un interes special prezintă calitățile

Scanned with OKEN Scanner

și domeniul de aplicare al laserilor efectiv realizați în secția de specialitate de la Centrul Național de Fizică.

Capitolul al treilea tratează componentele, accesoriile și întreținerea instalațiilor laser. Domeniul spectral acoperit de laserii de putere necesită materiale specifice, cum ar fi cele transparente în infraroșu, mai puțin obișnuite în experiența curentă, și cărora li se consacră în consecință un paragraf special. Problema detectorilor pentru laserii de mare putere/energie este dezvoltată corespunzător importanței sale, dîndu-se și unele detalii interesante sub aspect principial asupra radiometrelor construite în țara noastră.

De o evidentă însemnătate în context, ecuația căldurii constituie subiectul capitolelor IV și V, luîndu-se în considerare ambele cazuri semnificative — al propagării căldurii în condiții de transformări de fază, sau în absența acestora. Evitînd să repete capitole cunoscute din tratatele de ecuații ale fizicii matematice, autorii și-au concentrat atenția asupra acelor soluții analitice care aproximează cît mai bine situațiile întîlnite în aplicațiile de uzinaj cu laseri. În același scop, prezentarea oferă numeroase tabele cuprinzînd constante de material, grafice care îl pot dispensa pe cititor de calcule laborioase, precum și numeroase exemple numerice edificatoare. Un tabel sinoptic rezumă toate cazurile analizate în capitolele IV și V, în folosul cititorului care va găsi curînd aceste cazuri ca fiind de o importanță fundamentală pentru înțelegerea efectelor termice ale laserilor, prezentate în capitolele următoare.

Capitolul al VI-lea oferă o selecție de exemple de primă relevanță pentru uzinajele și tratamentele termice cu laserul. Aplicațiile cele mai frecvente, ca sudura, găurile, debitările, călirea, beneficiază de prezentări mai detaliate. Un spațiu pe deplin meritat revine relatării experienței și contribuțiilor nemijlocite ale autorilor în anumite domenii ale tehnologiei cu laser.

În cazul tratamentelor termice, cum este călirea, unde gradienții de temperatură cît și evoluția în timp a temperaturii sînt esențiale, metodele analitice de apreciere a stării termice a corpului expus fasciculului laser se pot dovedi insuficient de precise. De asemenea, variația cu temperatura a constantelor de material, care, în anumite împrejurări, nu poate fi neglijată, pretinde uneori recurgerea la ecuația neliniară a căldurii. În asemenea situații se impun metodele numerice de rezolvare a ecuației căldurii, metode în măsură să ia în considerație forma reală a corpului, pierderile pe frontieră, neliniaritățile etc. Ultimul capitol al cărții este dedicat acestui subiect. Se prezintă și se discută algoritmii de calcul în cazul liniar și în cel neliniar, și se oferă exemplul unei soluții numerice pe un caz neliniar — al unei surse mobile, ce se poate întîlni, de pildă, la călirea superficială cu laserul.

O anexă indică rigorile și exigențele impuse de folosirea fasciculului laser.

Ne aflăm în fața unei cărți clar scrise, accesibile, orientată direct spre folosul utilizatorilor tehnologiilor neconvenționale, între care prelucrările termice cu laserul ocupă un loc proeminent. Cunoscînd îndeaproape și apreciind participarea directă a autorilor la dezvoltarea în țara noastră a fizicii și aplicațiilor laserilor, sînt îndreptățit să văd în strădania lor de a produce această lucrare deosebit de folositoare o contribuție la aniversarea, în 1985, a unui sfert de veac de la crearea primului laser și a 23 de ani de la realizarea primului laser românesc.

Acad. prof. IOAN URSU

Scanned with OKEN Scanner

Tabla de materii

Capitolul I. **Laserul. Mecanism și proprietăți** 9

1.1. Efectul laser 9
1.2. Cavitatea rezonantă și modurile de oscilație . . . 13
1.3. Proprietățile radiației laser 18

Capitolul II. **Principalele tipuri de laseri folosiți în prelucrări termice** 27

2.1. Laserul cu neodim 27
2.2. Laserii cu mediu activ gazos 35
2.3. Exemple de laseri folosiți în aplicații termice . . . 45

Capitolul III. **Componente, accesorii și întreținere** 55

3.1. Componente de sticlă 55
3.2. Materiale pentru infraroșu 57
3.3. Oglinzi 60
3.4. Detectori 62

Capitolul IV. **Ecuația căldurii** 69

4.1. Ecuația căldurii — generalități 70
4.2. Condiții la limită 73
4.3. Aplicabilitatea ecuației căldurii 75
4.4. Particularități ale condiției la limită în regiunea iradiată cu laserul 76
4.5. Soluții analitice pentru iradieri staționare 81
4.6. Soluții ale ecuației căldurii pentru iradieri nestaționare 96

Capitolul V. **Încălziri cu transformări de fază** 99

5.1. Topirea 101
5.2. Vaporizarea 108
5.3. Transformări de fază cu iradiere mobilă 111
5.4. Unele particularități metalurgice 116

Capitolul VI. **Exemple de uzinaje cu laserul** 119

6.1. Sudura 119
6.2. Perforări 125
6.3. Alte uzinaje cu laserul 139
6.4. Tratamente termice cu schimbarea proprietăților fizico-chimice 138

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul VII. Metode numerice în aprecierea efectelor termice la iradierea cu laserul 149

7.1. Discretizarea ecuației liniare 151
7.2. Metode numerice pentru ecuația neliniară a căldurii 159

Anexa I. Precauții în manevrarea fasciculului laser 165

Anexa II. Conversia între diferite sisteme de unități 171

Anexa III. Tabel cu funcția erorilor, derivatele și integralele sale . . 181

Bibliografie 183

Abstract 187

Резюме 189

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul I

Laserul. Mecanism și proprietăți

Laserii sînt surse de radiații electromagnetice care emit în domeniul optic al spectrului (ultraviolet, vizibil, infraroșu). Emisia lor este total diferită de cea a surselor clasice de radiații electromagnetice, prezentînd proprietăți specifice, capabile de cele mai diverse aplicații în știință și tehnică.

Fundamentarea teoretică a efectului laser a fost făcută încă din 1917 de Albert Einstein prin semnalarea existenței fenomenului de emisie stimulată a radiației, alături de absorbție și emisia spontană în procesele radiative. Acest fenomen, neglijabil în sursele clasice de radiație, devine predominant în sursele laser.

Laserul ca atare, precum și aplicațiile sale, constituie un capitol relativ recent al fizicii, apărut și dezvoltat abia în ultimele trei decenii, prin materializarea de către T. H. Maiman și A. Javan și colaboratorii a ipotezei elaborate de A. L. Schawlow și C. H. Townes cu privire la posibilitatea funcționării unui maser în domeniul optic al spectrului electromagnetic. La rîndul său, realizarea maserului (a amplificării și generării microundelor prin emisie stimulată) este datorită lucrărilor lui C. H. Townes și colaboratorii și N. G. Basov și A. M. Prohorov.

Proprietățile remarcabile ale radiației laser, sub multe aspecte diferite de cele ale radiației surselor clasice (flacără, bec cu incandescență, descărcare electrică în gaze, corp negru etc.) au condus la dezvoltarea a numeroase aplicații dintre care, în lucrarea de față, vom analiza numai pe acelea ce se bazează pe utilizarea efectului termic, cum sînt încălzirea, topirea, vaporizarea, găurirea, nitrurarea, tratamentele termice și alte prelucrări neconvenționale.

Pentru înțelegerea acestora este necesară o prezentare succintă a efectului laser, a proprietăților radiației laser, a diferitelor tipuri de laseri realizați pentru această categorie de aplicații.

1.1. Efectul laser

Scopul acestui paragraf este de a face o sumară trecere în revistă a mecanismului laser, doar în măsura în care este necesară înțelegerea unor proprietăți ale fasciculului ce vor fi utilizate în continuare, pentru a putea aprecia, în ultimă instanță, tipul de laser care trebuie ales în funcție de aplicația dorită. Pentru o prezentare mai detaliată a funcționării laserilor recomandăm cititorilor literatura de specialitate indicată la sfîrșitul cărții.

Binecunoscuta lege a lui Beer spune că dacă într-un mediu oarecare, de lungime L, se trimite o radiație de intensitate inițială I_0, intensitatea la ieșire va fi dată de relația

$$I = I_0 \cdot \exp(k_\lambda L), \qquad (1)$$

unde k_λ este coeficientul de absorbție a cărui valoare depinde atît de materialul concret folosit cît și de lungimea de undă folosită λ. În cazurile obișnuite k_λ are o valoare negativă, ceea ce înseamnă că la trecerea prin mediu radiația scade în intensitate și deci se absoarbe. În 1917 Albert Einstein arată că, în principiu, k_λ poate avea și valori pozitive astfel că relația (1) să fie privită ca o amplificare a radiației la trecerea prin mediu. Laserul este tocmai fructificarea acestei posibilități.

Acum trebuie făcute anumite precizări asupra caracteristicilor sistemelor cu $k_\lambda > 0$. Să presupunem că radiația cu lungimea de undă λ ia naștere ca urmare a unei tranziții între două nivele de energie E_2 și E_1 cu $E_2 > E_1$. Coeficientul de absorbție are o valoare care depinde de numărul de electroni care se află în medie pe aceste nivele (așa-numitele „populații n_2 și n_1 ale nivelelor E_2 și E_1), de densitatea de radiație $\rho(\lambda)$ ($J\,m^{-3}$), de timpul de viață τ_i al nivelului E_i; implicit mai depinde de lungimea de undă λ și de ponderile nivelelor g_2 și g_1. Pentru discuția care urmează ne vom mulțumi însă să aproximăm absorbția prin relația

$$k_\lambda = \text{const}_1 \;\rho(\lambda)\;(n_2 - n_1) - \text{const}_2 \;\frac{n_2}{\tau_2}. \qquad (2)$$

Sensul expresiei (2) este următorul: termenul al doilea ține seama de emisia spontană și nu poate fi decît negativ, în timp ce primul termen este datorat absorbției (pentru $n_1 > n_2$) sau emisiei stimulate (pentru $n_2 > n_1$). Evident condiția $k_\lambda > 0$ impune ca primul termen din (2) să fie pozitiv și mai mare decît cel de-al doilea. Îndeplinirea acestor condiții nu este ușor de realizat. Să ne amintim că $(n_2 - n_1)$ reprezintă o diferență a populațiilor unui nivel superior și altul inferior. Se știe că pentru sistemele aflate în echilibru termodinamic populațiile sînt repartizate după relația

$$n_2 = n_1 \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \qquad (3)$$

unde k este constanta lui Boltzmann iar T — temperatura mediului ambiant. Estimativ, la temperatura camerei, pentru o diferență de energie ce corespunde tranzițiilor optice, n_2 este cam a zecea mia parte din n_1. Se înțelege așadar că sistemele laser lucrează într-un regim foarte îndepărtat de echilibrul termodinamic, regim în care trebuie să se realizeze o inversie de populație $n_2 > n_1$, fapt care cere, în ultimă instanță, ca în respectivul mediu să se pompeze energie. A doua condiție este ca primul termen, devenit pozitiv prin realizarea inversiei, să fie mai mare decît termenul al doilea $\left(\text{const}_2 \frac{n_2}{\tau_2}\right)$ care reprezintă, din punct de vedere fizic, emisia spontană de pe nivelul E_2. Aceasta se realizează acționînd asupra lui $\rho(\lambda)$, adică făcînd ca densitatea cîmpului de radiație în care are loc emisia laser să crească. În acest fel primul termen, care caracterizează emisia stimulată, devine precumpănitor. Creșterea lui $\rho(\lambda)$ se realizează practic făcînd ca sistemul să emită într-o cavitate rezonantă care poate reține în interiorul ei o mare densitate de radiație. Se stimulează astfel crearea unei adevărate „avalanșe" de fotoni ca urmare a emisiei lor într-o cavitate rezonantă.

Figura 1 redă schematic construcția unui laser. Săgeata P sugerează faptul că în mediul laser trebuie pompată o anumită energie necesară

Scanned with OKEN Scanner

pentru realizarea inversiei de populație. Mediul activ se află închis între oglinzile paralele O_1 și O_2 al căror coeficient de reflexie R este definit prin :

$$R = \frac{I_r}{I_0} < 1, \tag{4}$$

unde I_0, I_r reprezintă radiația incidentă, respectiv reflectată înapoi în mediu. Dacă notăm cu R — reflectivitatea, respectiv A — absorbția oglinzii, rezultă că transmisia va fi

$$T = 1 - R - A. \tag{5}$$

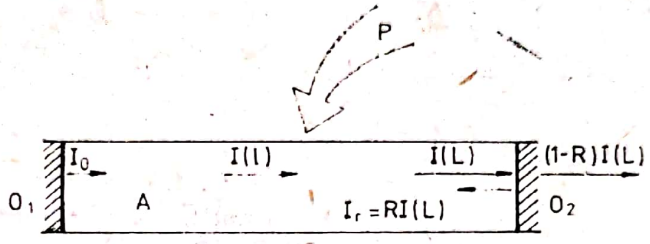


Fig. 1.1. Mediul activ A amplifică radiația I_0 astfel încît radiația amplificată $I(L)R$ reflectată de oglinda parțială O_2 să nu fie mai mică decît I_0.

Pentru a îmbunătăți performanțele oglinzilor se folosesc depuneri dielectrice, în loc de depunerile metalice, care au o absorbție mult mai mică, $A \simeq 0$. Să considerăm acum că, la un moment dat, în vecinătatea oglinzii O_1 (fig. 1) pornește o rază cu intensitatea I_0 care va ajunge în dreptul oglinzii O_2 cu intensitatea

$$I(L) = I_0 \exp (k_\lambda L), \tag{6}$$

unde am scris de fapt relația (1) pentru un mediu de lungime L care amplifică. Pentru simplificare considerăm că ambele oglinzi au același coeficient de reflexie R și absorbția nulă, $A = 0$. Din (4) rezultă că în mediu este reflectată înapoi intensitatea IR, iar complementara $I(1-R)$ va fi „radiația laser" care părăsește mediul. Vom spune că acest dispozitiv se află în pragul emisiei laser dacă cîștigul în intensitate pe parcursul L este cel puțin egal cu radiația care părăsește mediul trecînd prin oglindă. Sistemul încetează de a mai emite radiație laser în momentul în care pierderea prin transmisie depășește amplificarea. Altfel spus, emisia are loc dacă

$$I - I_0 > I(1 - R) \tag{7}$$

unde egalitatea descrie condiția de prag. Din (6) și (7) rezultă imediat

$$k_\lambda L > 1 - R. \tag{8}$$

Pentru majoritatea tranzițiilor laser cunoscute, $k_\lambda L \ll 1$ și deci $\exp (k_\lambda L) \simeq 1 + k_\lambda L$. Există, însă, și cazuri în care $k_\lambda L$ poate ajunge supraunitar, situație în care laserul funcționează chiar cu $R \simeq 0$ (adică fără oglinzi), regim cunoscut sub numele de superradianță. Laserul cu azot sau linia infraroșie 3,39 μm a laserului cu He-Ne sînt exemple tipice de linii superradiante.

Scanned with OKEN Scanner

Din (8) și (2), neglijind acum emisia spontană, se obține:

$$n_2 - n_1 > (n_2 - n_1)_{prag} = \text{const} \cdot \frac{1 - R}{\rho(\lambda)L}. \qquad (9)$$

Relația (9) ne arată că efectul laser nu poate să apară decît dacă inversia de populație depășește o valoare de prag $(n_2 - n_1)_{prag}$, iar pragul poate fi coborît fie lungind mediul activ, fie mărind reflexia oglinzii sau densitatea radiației. Figura 2 rezumă calitativ cele expuse și caută să

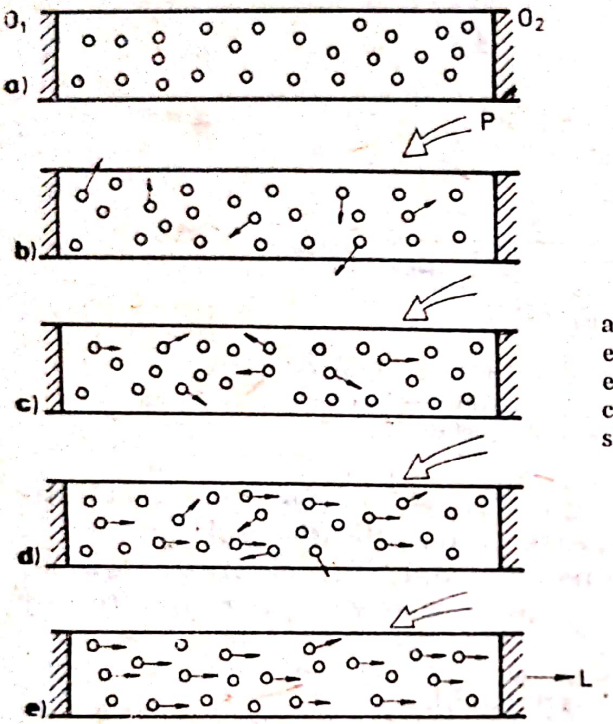


Fig. 1.2. Apariția efectului laser:
a) mediul nu emite nefiind încă pompat cu energie; b) odată cu pompajul P începe și emisia care are inițial un caracter spontan; c, d) sub influența cavității rezonante, emisia stimulată este favorizată ducînd în cele din urmă la e) radiația laser.

redea sugestiv esența modului de funcționare a unui laser. În mare, mediile laser (cel puțin cele care sînt capabile de putere, deci de interes pentru efectele termice, sînt gazoase (conținînd, de exemplu, un amestec de bioxid de carbon, azot și heliu) sau solide (de regulă un mediu solid amorf sau cristalin în care sînt dispersați ioni de neodim). În ceea ce privește introducerea energiei inițiale în mediu (a energiei de „pompaj", care menține inversia de populație) se realizează la laserii gazoși printr-o descărcare în gaz (fig. 3) de tip luminiscent — continuă sau în arc în regim pulsat (sau mai rar chiar cvasicontinuu) și prin pompaj optic la laserii solizi.

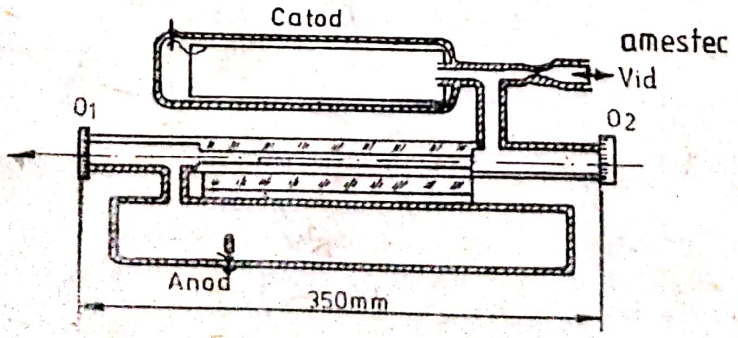


Fig. 1.3. Un laser în amestec gazos He-Ne cuplat la instalație. În cele mai multe cazuri laserul este decuplat de instalația de umplere cu amestecul de gaze.

Scanned with OKEN Scanner

Pompajul optic se realizează așezînd paralel cu laserul un tub flash într-o cavitate reflectoare de tip eliptic, într-unul din focare fiind dispus flash-ul, iar în celălalt bara laserului solid care absoarbe o parte din energia flash-ului (fig. 4). Această cavitate reflectoare are rolul de a strînge lumina flash-ului pe bara laser, de a asigura un pompaj cît mai eficient și nu trebuie confundată cu cavitatea rezonantă a laserului formată din straturile reflectante depuse pe secțiunile de la extremitățile barei.

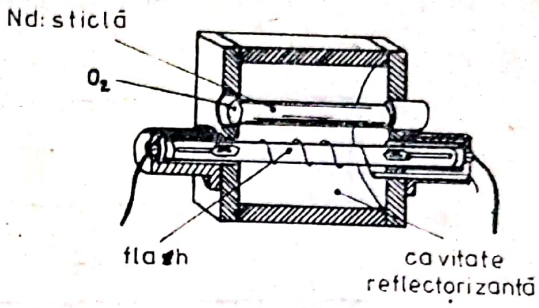


Fig. 1.4. Un laser cu Neodim cu incinta reflectantă desfăcută. Lumina flash-ului produce inversia de populație a nivelelor de energie ale ionilor de Nd^{+++}. Oglinda O_2 este parțial transparentă.

Pînă acum am considerat toate mărimile introduse ca fiind constante în timp, rezultînd o radiație laser staționară. Astfel de laseri sînt laserul cu heliu neon sau cel cu bioxid de carbon. Există și laseri care funcționează în regim pulsat; durata pulsurilor depinde atît de natura cît și de modul de funcționare al laserului și se poate întinde pe un larg domeniu de timp, de la cîteva picosecunde (10^{-12}s) la milisecunde. Din această categorie fac parte laserii cu neodim sau laserii cu bioxid de carbon funcționînd în regim TEA (excitare transversală, la presiune atmosferică). În capitolul al II-lea vom descrie ceva mai pe larg tipurile de laseri cel mai des folosiți în aplicații legate de efecte termice.

1.2. Cavitatea rezonantă și modurile de oscilație

Condiția de funcționare a laserului necesită, după cum am văzut, ca mediul activ să fie introdus între două oglinzi puternic reflectante, pe care le putem considera fie ca alcătuind un „etalon Fabry-Perot" (utilizînd o terminologie luată din optică), fie o cavitate rezonantă (utilizînd terminologia din electronică), al cărui rol esențial este de a menține un cîmp radiativ intens care să favorizeze tocmai emisia stimulată. Existența rezonatorului are însă și o repercusiune suplimentară asupra distribuției energiei în fasciculul laser prin apariția așa-numitelor moduri transversale. Avînd în vedere că existența modurilor se repercutează asupra focalizării, asupra diametrului spotului, vom face unele precizări.

Pînă acum am considerat că unda ce se reflectă între cele două oglinzi este o undă plană, a cărei amplitudine și fază rămîn constante atunci cînd unda se reflectă succesiv de pe o oglindă pe cealaltă. Această aproximație este însă valabilă atîta timp cît putem considera diametrele d ale oglinzilor comparabile ca mărime cu distanța L dintre ele. În această situație este valabilă optica geometrică. În cazul contrar (diametrul oglinzii mic în raport cu distanța) intervine fenomenul de difracție caracteristic opticii ondulatorii, caz în care ne situăm de fapt. Cantitativ difracția este legată de numărul lui Fresnel $\mathcal{N}$, definit prin

$$\mathcal{N} = \frac{d^2}{\lambda L}. \qquad (10)$$

Scanned with OKEN Scanner

Se consideră că pentru $\mathfrak{N} > 50$, aproximația opticii geometrice rămîne valabilă, în timp ce pentru $\mathfrak{N} < 50$, trebuie să se țină seama de difracție. Se poate vedea imediat că pentru laserii de dimensiuni obișnuite, $\mathfrak{N}$ are valori cuprinse între 1 și 10. Studiul cavității rezonante luînd în considerație și difracția a fost întreprins pentru prima dată de Fox și Li. Raționamentul lor este în esență următorul: se consideră o undă plană pe una din oglinzi, se calculează apoi după metodele opticii ondulatorii valorile amplitudinii și fazei undei așa cum ajunge pe oglinda opusă. Cunoscînd această nouă distribuție se calculează din nou amplitudinea

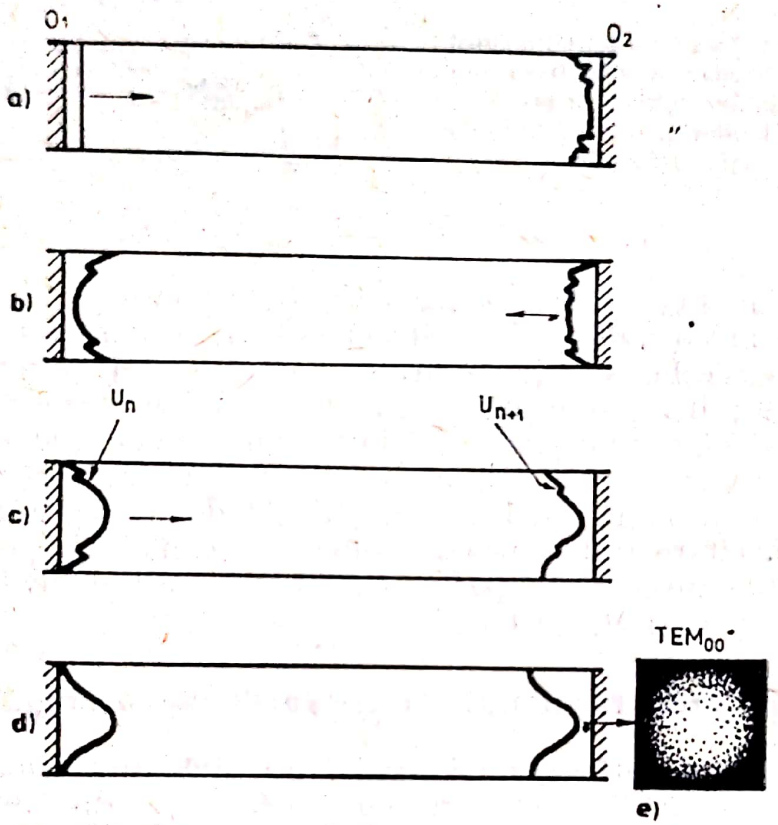


Fig. 1.5. Formarea modurilor în cavitatea rezonantă. a) Considerăm că de pe oglinda plană O_1 pleacă unda plană U_1 care ajunge pe oglinda O_2 puțin difractată. b) După prima reflexie pe oglinda O_2 această undă va ajunge înapoi pe oglinda O_1 și mai difractată, diferită față de unda plană inițială. c) Procesul de modificare a formei prin reflexii continuă pînă se ajunge la starea staționară. d) în care unda U_n și U_{n+1} ajung să aibă aceeași formă. e) Intensitatea luminoasă specifică acestui mod văzută pe un plan paralel cu oglinzile (așa-zisul mod TEM_{00}).

și faza pe oglinda inițială. Se constată că, după un număr mare de astfel de pendulări, se obțin anumite configurații ale amplitudinii (și fazei) care rămîn neschimbate în procesul reflexiilor, așa cum se vede din figura 5. Astfel rezultă că amplitudinea poate avea, în afara unui maxim situat pe axa oglinzilor și alte maxime situate în anumite puncte bine precizate de pe suprafața oglinzilor; acestea sînt modurile denumite TEM_{ij}, unde indicii i și j determină univoc modul în funcție de distanța dintre oglinzi, suprafața oglinzilor, mici unghiuri de înclinare dintre oglinzi, de razele lor de curbură. Observăm că sistemul de notare TEM_{ij} seamănă cu cel folosit în microunde, în rest nu există analogie între rezonatorii din micro-

Scanned with OKEN Scanner

unde și cei optici. Spre deosebire de rezonatorul din microunde, care este o cavitate închisă, pentru rezonatorul optic existența pereților laterali nu contează. De asemenea, rezonatorul din microunde are dimensiuni comparabile cu lungimea de undă la care este utilizat, în timp ce rezonatorul optic are o lungime de $10^5 - 10^7$ ori mai mare decît λ.

Figura 6 ilustrează aspectul unor moduri ce pot fi vizualizate prin simpla proiectare a unui laser pe un ecran aflat în apropierea uneia din oglinzi. Trecerea de la un mod la altul se poate face printr-o ușoară variație a poziției oglinzilor.

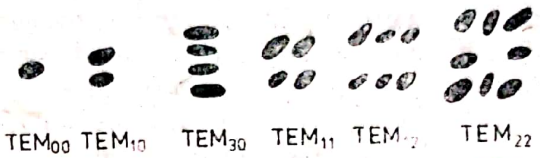


Fig. 1.6. Distribuția intensității fasciculului laser în apropierea oglinzilor ilustrînd cîteva din modurile TEM_{ij}.

În figura 7 sînt sintetizate diferitele tipuri de rezonatori utilizați în mod curent: rezonatori plan-paraleli (fig. 7a); rezonatori compuși din oglinzi concave dintre care rezonatorii cei mai utilizați sînt cei confocali alcătuiți din două oglinzi circulare sferice de aceeași rază de curbură, distanța dintre ele fiind egală cu raza lor (fig. 7b) sau montajul concentric (fig. 7c), unde distanța între oglinzi este egală cu diametrul de curbură. Un alt montaj des folosit este cel emisferic (fig. 7d) format dintr-o oglindă

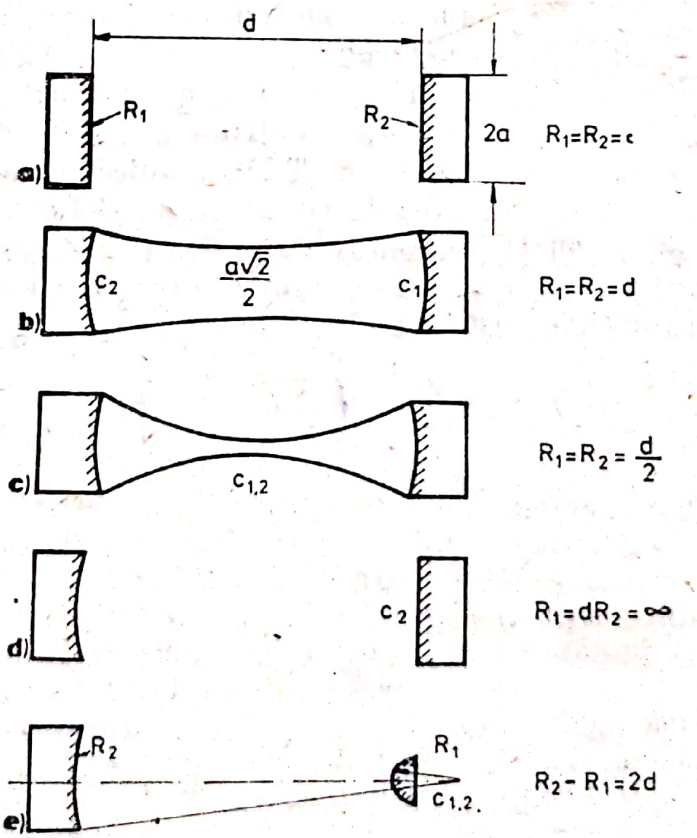


Fig. 1.7. Diferite tipuri de rezonatori:
a) plan paralel; b) confocal; c) concentric; d) emisferic; e) astabil; c_i) centrele razelor de curbură.

Scanned with OKEN Scanner

plană și una concavă situată la dublul razei de curbură. În fine, figura 7e reprezintă un montaj numit astabil în care o oglindă este concavă și cealaltă convexă, montaj mai des utilizat la laserii cu diametru mare și cu emisie în infraroșu.

În figura 8 se arată pierderile prin difracție în funcție de numărul lui Fresnel $\mathfrak{N}$ pentru rezonatorul circular plan-paralel și cel circular confocal. Observăm că modul TEM_{00} are pierderi prin difracție mult mai mici în comparație cu celelalte moduri, din care cauză el este primul mod care apare; dacă inversia de populație este realizată astfel ca amplitudinea per tranziție să fie mare, pot să apară concomitent și celelalte moduri. Dăm aceste detalii deoarece proprietățile de focalizare, deci de concentrare a puterii în vederea încălzirii depind, după cum vom vedea, și de structura modală a laserului. Tot din figura 8 observăm că pierderile prin difracție sînt mult mai mici pentru rezonatorul confocal, pentru celelalte tipuri de rezonatori pierderile fiind situate între cel plan și cel confocal. Un alt avantaj al montajelor cu oglinzi sferice este și acela că reglajul lor este mult mai comod în comparație cu reglajul paralelismului oglinzilor plane. Dezavantajul montajului confocal este acela că fasciculul are o divergență mai mare și nici randamentul lor nu este cel mai bun, în concluzie rămîne la latitudinea constructorului să aleagă cavitatea rezonantă optimă. Mai rămîne să precizăm care este distribuția radială a intensității fasciculului a modului TEM_{00}, adică cum variază intensitatea într-un plan paralel cu oglinda de ieșire.

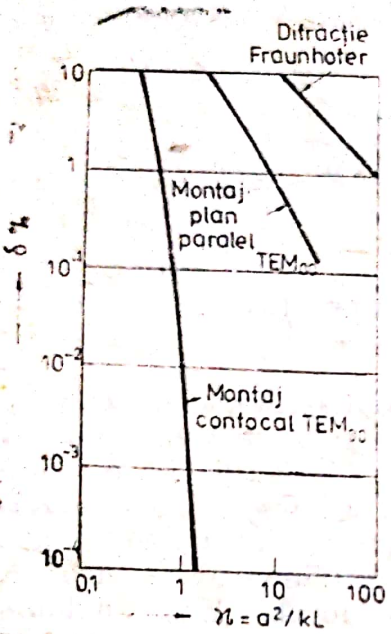


Fig. 1.8. Pierderile de putere în procente pentru rezonatorul plan-paralel și cel circular-confocal. Pentru comparație s-a trecut și pierderea pentru o undă plană (difracție Fraunhofer).

Pentru regimul TEM_{00} putem considera ca regulă generală că dependența intensității I a fasciculului în raport cu raza r măsurată de la axul fasciculului spre exterior este de tipul

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{a(z)^2}\right). \tag{11}$$

O astfel de dependență se numește de tip „gaussian" și este de fapt valabilă pentru regiunea centrală a fasciculului; $a(z)$ este valoarea razei pentru care fasciculul se micșorează de $e = 2{,}73\ldots$ ori (fig. 9); s-a scris $a(z)$ deoarece, din cauza divergenței, $a(z)$ crește cu distanța z de la laser (mai exact de la jumătatea distanței dintre oglinzi).

Avînd în vedere însemnătatea comportării fasciculului gaussian pentru înțelegerea modului în care se poate obține controlul atît al densităților de energie cît și al dimensiunilor spotului focal vom trata ceva mai îndeaproape caracteristicile fasciculului guassian.

Se arată că

$$a(z) = a_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2z}{r_0}\right)^2}, \tag{12}$$

Scanned with OKEN Scanner

unde

$$a_0 = \sqrt{\frac{r_0 \lambda}{2\pi}}. \tag{13}$$

$r_0 = L$ fiind distanța dintre oglinzi pentru un montaj confocal, a_0 reprezintă raza minimă a fasciculului laser, de unde și denumirea de „talia fasciculului" (fig. 10). Rezultă imediat că pe suprafața oglinzii raza modului principal va fi :

$$a_0\left(\frac{L}{2}\right) = a_0\left(\frac{r_0}{2}\right) = a_0\sqrt{2} = \sqrt{\frac{r_0\lambda}{\pi}} \tag{14}$$

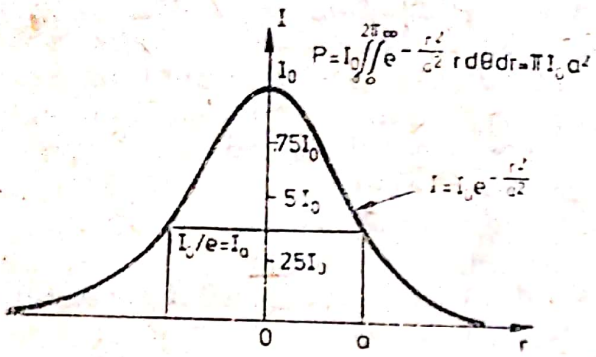


Fig. 1.9. Pentru modul TEM_{00} intensitatea fasciculului este distribuită gaussian.

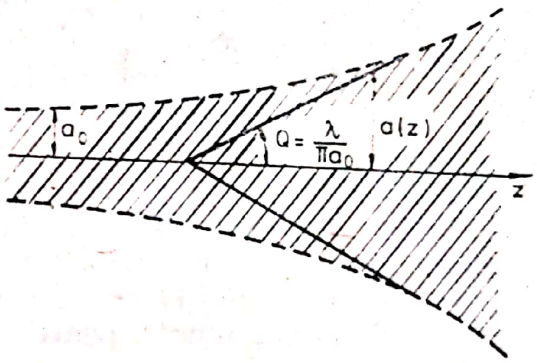


Fig. 1.10. Mărimile care intervin în definirea unui fascicul gaussian.

Această relație este valabilă în ipoteza că diametrul laserului este mai mare decît a_0 $(L/2)$, ceea ce se asigură printr-o proiectare corectă a laserului (în caz contrar pierderile prin difracție sînt mari).

Figura 10 arată și definiția unghiului θ

$$\theta = \lim_{z\to\infty} \frac{a(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi a_0} \tag{15}$$

și constatăm că unghiul θ dă divergența fasciculului la distanțe z mari în comparație cu dimensiunile laserului.

Aici trebuie să facem o precizare : linia punctată din figura 10 nu reprezintă traiectoria razei de lumină, care evident se propagă în linie dreaptă. Linia punctată delimitează doar distanța pînă la care este cuprinsă majoritatea energiei transportată de fascicul, să zicem de 99% din energia totală. Într-adevăr, dacă luăm o rază a fasciculului $r(z) = 1{,}5\,a(z)$ rezultă că în afara acestei raze va fi transportat un rest de energie cam de 1%, iar pentru $r(z) = 2a(z)$ sub $1‰$.

Spre deosebire de modurile transversale de care a fost vorba mai înainte și care sînt definite prin numărul de moduri adică de regiuni de intensitate maximă într-un plan perpendicular pe axa laserului, într-o cavitate rezonantă se produc și moduri longitudinale care sînt desemnate prin numărul de moduri în lungul axei laserului sau a cavității rezonante. Altfel spus, condiția de formare a unei unde staționare este

$$L = q\frac{\lambda}{2} \tag{16}$$

adică distanța L dintre oglinzi trebuie să fie un număr întreg q de semilungimi de undă. În practică q este cuprins între $10^5 - 10^8$.

Implicația acestui fapt este că frecvențele de rezonanță formează un spectru echidistant cu intervalul între frecvențe de

$$\Delta\nu_{\parallel} = c/2L. \tag{17}$$

Deși prezența modurilor axiale este foarte importantă în cadrul teoriei generale a laserilor, nu vom insista în mod deosebit asupra ei căci nu influențează direct puterea sau proprietățile de focalizare ale fasciculelor laserilor destinați efectelor termice.

În rezumat, am văzut pînă acum că laserul trebuie să funcționeze într-un mediu în care există o inversie de populație, că această inversie trebuie să depășească o valoare de prag, iar pentru ca această valoare de prag să nu fie prea ridicată emisia trebuie să aibă loc într-o cavitate rezonantă, cavitate care imprimă, de la început, anumite proprietăți fasciculului laser. Aceste observații au un caracter cu totul general și sînt aplicabile, în mare, la toate tipurile de laseri. Ceea ce particularizează și concretizează laserul sînt răspunsurile la două întrebări :

1) care este mediul laser folosit (și respectiv tranziția) ;
2) cum se realizează inversia de populație. Descrierea tipurilor uzuale de laseri va fi însă amînată pentru capitolul următor.

1.3. Proprietățile radiației laser

Radiația laser este o radiație electromagnetică diferită de radiația surselor de lumină clasice prin proprietățile sale specifice : coerență, direcționalitate, intensitate, monocromaticitate etc.

În cele ce urmează se vor descrie mai pe larg proprietățile radiației laser, a regimurilor de funcționare și în genere a tipurilor de laseri mai frecvent utilizați în practică. Abia în capitolul următor se vor rezuma proprietățile laserilor și aplicațiile lor specifice, căci în funcție de aplicația dată trebuie ales laserul cel mai potrivit și nu invers, deoarece, evident, laserul se poate ajusta doar în limite restrînse ca să convingă cît mai bine la tipul de aplicație particulară solicitată.

1.3.1. Coerența. Proprietatea cea mai caracteristică a radiației laser, legată de fapt de însuși procesul de producere a acesteia, este coerența. Clasic, coerența poate fi înțeleasă ca urmare a monocromaticității fasciculului (coerența temporală) sau legată de un front de undă de fază constantă (coerența spațială). În ambele cazuri fenomenul fizic caracteristic coerenței este interferența specifică fasciculelor provenind de la o sursă laser.

Coerența temporală poate fi ușor înțeleasă gîndindu-ne că o undă monocromatică înseamnă o undă sinusoidală aproape perfectă : ce înseamnă aceasta în comparație cu undele de la sursele obișnuite este ilustrat în figura 11. Imediat vom înțelege cum coerența se poate exprima prin proprietățile de interferență cu ajutorul interferometrului Michelson (fig. 12). Fasciculul paralel de lumină care pornește de la sursa S (pentru simplificare a fost trasată doar o rază) este divizat în două fascicule de o oglindă semiargintată O, care pornesc perpendicular și se reflectă pe

oglinzile O_1 și O_2. După ce ajung din nou oglinda O fasciculele se reîntîlnesc. Să presupunem acum că cele două distanțe la oglinzi L_1 și L_2 sînt inegale rezultînd o diferență de drum $\Delta L = L_1 - L_2$. Dacă diferența de drum este parcursă într-un timp mai lung decît τ_0, lumina obișnuită nu va da naștere la interferență în timp ce pentru lumina laser suprapunerea sinusoidei

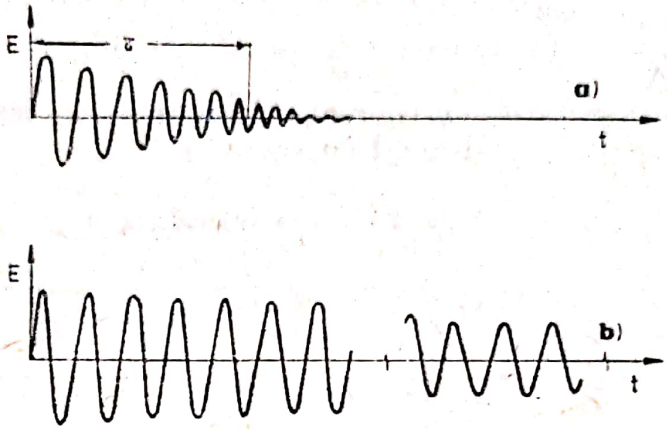


Fig. 1.11. a) Undă amortizată care poate fi aproximată doar pe un interval τ cu o sinusoidă. Este cazul undelor luminoase obișnuite. b) Undă tipică laser care poate fi aproximată cu o sinusoidă pe intervale de $10^3 \ldots 10^7$ ori mai lungi.

cu ea însăși este posibilă, durata trenului de undă fiind, după cum am văzut, mult mai lungă. Dar suprapunerea undelor în plan înseamnă realizarea unui sistem de franje de interferență. Vom defini „vizibilitatea V a unor franje de interferență prin relația

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}; \qquad (17)$$

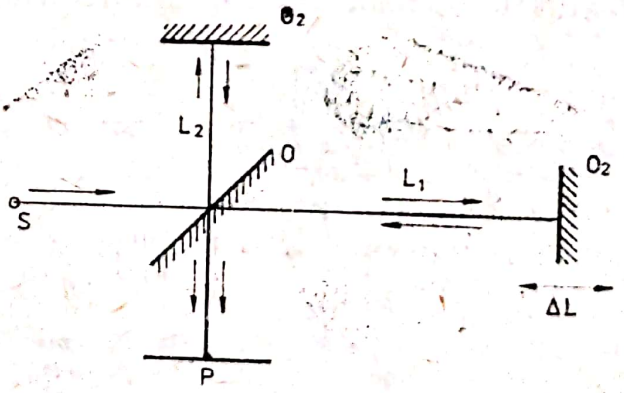


Fig. 1.12. Interferometrul lui Michelson folosit pentru determinarea lungimii (timpului) de coerență. La deplasarea oglinzii O_2 în P vor defila maxime și minime de interferență a căror vizibilitate V va depinde de coerența sursei S și de diferența de drum $\Delta L = L_1 - L_2$.

unde I_{max} și I_{min} este intensitatea maximă respectiv minimă a două franje centrale vecine. Maximum de contrast înseamnă $V = 1$ iar atunci cînd $I_{max} = I_{min}$, sistemul de franje dispare complet. Diferența de drum

Scanned with OKEN Scanner

ΔL_c la care se mai pot observa încă franje de interferență se numește „lungime de coerență" căreia îi corespunde „timpul de coerență" $\Delta t_c = \Delta L_c / C$, unde C este viteza luminii. Din analiza Fourier (ca să vorbim clasic) sau din relațiile de incertitudine (ca să spunem același lucru pe limba mecanicii cuantice) știm însă că $\Delta\nu \cdot \Delta t \simeq 1$, unde $\Delta\nu$ este lărgimea de undă (exprimată în frecvență, Hz) a radiației. În felul acesta lărgimea spectrală $\Delta\nu_L \simeq \dfrac{1}{\Delta t_c}$ este aproximativ inversul timpului de coerență. Tabelul 1 dă proprietățile de coerență temporală ale laserilor uzuali și observăm că în regimul multimod coerența scade.

Tabelul 1.1. Proprietățile de coerență și monocromaticitate ale diferitelor tipuri de laseri (valori orientative)

Laserul	Linia (μm)	Lărgime spațială (GHz)	Lungime de coerență (cm)
He-Ne monomod	0,6328	0,0002	100 000
He-Ne multimod	6,6328	1,5	20
Argon (multimod)	0,4880	6	5
Rubin	0,6943	30	1
Nd sticlă	1,06	1 500	0,02
Nd-YAG	1,06	15	2
CO_2	10,6	150	0,2

Deși proprietatea de coerență temporală este importantă în alte aplicații ale laserilor (cum ar fi în holografie, în măsurători interferometrice etc.), ea trebuie menționată pentru că în unele sisteme de focalizare sau în cazuri de divizare și recombinare a fasciculelor laser pot apărea sisteme de franje a căror origine trebuie înțeleasă.

Coerența spațială este legată de coerența radiațiilor care trec prin diferite puncte aflate pe o suprafață perpendiculară pe direcția de propagare a fasciculului laser. Ca și în cazul precedent posibilitatea de interferență va măsura gradul de coerență care, în ultimă instanță, va rezulta

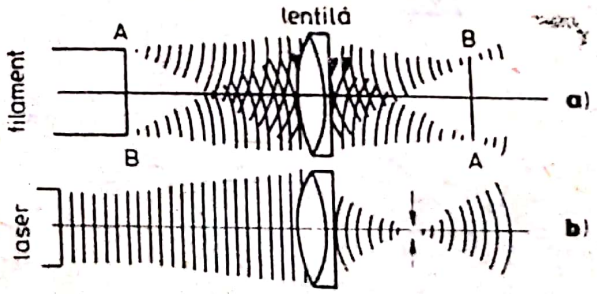


Fig. 1.13. Comparație între proprietățile radiației provenind de la o sursă incoerentă spațial (de ex. filamentul unui bec) și de la o sursă coerentă spațial (fereastra de ieșire a unui laser).

tot din vizibilitatea franjelor. De data aceasta interferometrul este de tip Young, montajul explicativ în cazul nostru fiind redat în figura 13. În timp ce sursa incoerentă (spațial) dă naștere în fiecare punct la unde sferice cu fazele distribuite întîmplător, de pe suprafața transversală a laserului pornește o undă plană de fază constantă. Prin focalizarea cu o lentilă sursa obișnuită își va reproduce imaginea inversată, în timp ce

Scanned with OKEN Scanner

unda plană va fi focalizată într-un punct. În aceasta constă unul din marile avantaje ale laserului în formarea unor imagini de mare strălucire ca rezultat al focalizării unor unde unifază. În felul acesta radiația laser se poate concentra pe suprafețe focale extrem de mici obținîndu-se astfel mari densități de energie și putere.

1.3.2. **Direcționalitatea.** Prin însăși mecanismul său de funcționare, laserul emite întreaga sa putere într-un fascicul bine direcționat sau altfel zis, bine colimat. Datorită fenomenului de difracție pe fereastra de ieșire, fasciculul laser trebuie să prezinte o anumită divergență, care la majoritatea laserilor este extrem de redusă. Acest unghi de divergență dă de fapt măsura direcționalității unui laser.

Difracția este inerent legată de însăși natura ondulatorie a luminii, independent de tipul de sursă folosit, ea afectează deci principial divergența fasciculului laser. Deosebirea față de sursele clasice este că doar la laser se ajunge să se atingă pragul limită inferior de divergență implicat de difracție.

Se demonstrează că fasciculele laser avînd o distribuție gaussiană caracteristică modului TEM_{00} pe ferestre circulare, prezintă divergența cea mai mică posibilă. Ca exemplu, fasciculul unui laser cu He-Ne cu $\lambda = 6328$ Å care radiază printr-o apertură de 2 mm are o divergență în cîmp îndepărtat (adică ținînd seama numai de difracție) de 0,1 mrad (0,0057° adică 20″ de arc). Fasciculele laser care prezintă o distribuție diferită de cea guassiană vor avea o divergență mai mare. Conceptul de direcționalitate este legat de cel de coerență spațială. O undă care nu are o coerență spațială perfectă va avea o divergență mai mare decît cea pentru o undă spațial coerentă cu aceeași distribuție de intensitate.

Practic fasciculul laser are o direcționalitate mai bună de 10^8 ori față de un fascicul de radiație emis de un corp incandescent, unghiul de divergență efectiv fiind de aproximativ 2—10 ori mai mare decît cel limitat numai de difracție.

Direcționalitatea fasciculului laser poate fi îmbunătățită cu ajutorul telescoapelor optice de colimare care utilizează aperturi mari de ieșire și astfel limitează fenomenul de difracție la distanțe mari.

1.3.3. **Monocromaticitatea.** Monocromaticitatea este proprietatea laserilor de a emite fascicule de radiație în domenii spectrale foarte mici. Lampa cu mercur cu emisie în verde $\lambda = 5461$Å, are o lărgime spectrală $\Delta\nu = 10^{13}$ Hz, în timp ce un laser monomod foarte bine stabilizat în frecvență poate atinge valori $\Delta\nu_1 = 50 \ldots 500$ Hz. Această diferență se datorește faptului că oscilația laser apare în limita dată de modurile cavității optice, care au lărgimi intrinseci cu mult mai mici decît lărgimea cu care emite în mod natural mediul activ considerat. Altfel spus, factorul de calitate ridicat al cavității rezonatorului laser implică automat o lărgime mică a liniei de oscilație, iar o reducere suplimentară se datorește însăși puterii emise per mod. (În cazul unui laser ce oscilează pe mai multe moduri, monocromaticitatea este legată și de numărul de moduri de oscilație.)

La funcționarea laserilor în impulsuri, lărgimea minimă a liniei poate fi limitată și de durata impulsului. Astfel pentru un impuls laser monomod cu durata de 10 ns, avem $\Delta\nu_L = 100$ MHz.

Scanned with OKEN Scanner

Monocromaticitatea, la fel ca și celelalte proprietăți ale fasciculului laser, este legată atît de faptul că emisia are loc stimulat, cît și de proprietățile cavității rezonante. Lărgimea de bandă a unei cavități rezonante este dată de relația

$$\Delta\nu_c = \frac{c\,(1-R)}{L} \tag{18}$$

în timp ce lărgimea de bandă a radiației laser $\Delta\nu_{osc}$ este mult redusă și anume

$$\frac{\Delta\nu_{osc}}{\nu} = \frac{4h(\Delta\nu_c)^2}{P}, \tag{19}$$

unde P este puterea laserului iar $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$Js este constanta lui Planck. Vom defini „puritatea spectrală" ca raportul între lărgimea liniei (în frecvență) și frecvența ei $S = \Delta\nu/\nu$. Pentru un laser cu He-Ne această puritate spectrală poate atinge valori de 10^{-15} iar în mod real s-au obținut valori de 10^{-13}. Am dat aceste valori pentru a preciza faptul că uneori se dă puterea laserului raportată la mărimea intervalului spectral în care are loc emisia, în felul acesta și un laser de cîțiva milivați poate fi „mai puternic" de 10^8 ori decît soarele. Natural, nu acest mod de a defini puterea este cel care interesează aplicațiile termice pentru care normarea la intervalul spectral nu are nici o semnificație practică. În fine, trebuie să subliniem că monocromaticitatea înseamnă, de fapt, o radiație cît mai aproape de o sinusoidă, deci monocromaticitatea este un alt mod de a exprima coerența, proprietățile de monocromaticitate tipice ale diferiților laseri uzuali putînd fi deduse din tabelul 1.

1.3.4. **Distribuția temporală a fasciculului.** Mulți laseri pot lucra în regim continuu : laseri cu gaz, laseri cu YAG : Nd, cei cu semiconductori. Laserii cu rubin operînd în mod continuu sînt realizați numai ca instalații de laborator. Chiar în cazul funcționării în continuu, pot apărea fluctuații în puterea furnizată de laser. Aceste fluctuații apar datorită efectelor termice sau interferenței modurilor, în special laserul cu argon ionizat prezentînd mari fluctuații de putere.

Laserii funcționînd în regim pulsat sînt în general cei cu mediu activ solid. Laserii cu gaz pot funcționa în regim pulsat numai în anumite condiții (de exemplu laserul cu bioxid de carbon de tip TEA).

În cazul laserilor cu solid (rubin, de exemplu), care funcționează în pulsuri, există mai multe regimuri distincte de funcționare, printre care : regim de pulsuri normal, regim declanșat, regim declanșat cu moduri cuplate. Fiecare din aceste tipuri de laseri, asupra cărora vom reveni pe larg în capitolul II, este caracterizat de o lărgime temporală și formă tipică a pulsului, precum și de intervalul între oscilații și amplitudinea lor.

1.3.5. **Puterea, energia și focalizarea fasciculului laser.** Intensitatea fasciculului este principala mărime caracteristică a fasciculului laser atunci cînd ne referim la aplicațiile legate de efectele termice, de aceea acest paragraf va fi elaborat ceva mai pe larg.

Pentru un faser funcționînd în regim continuu prin intensitate se înțelege puterea fasciculului P exprimată de obicei în watt sau kwatt.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru laserii pulsați în care intensitatea este o funcție de timp se utilizează pentru caracterizarea fasciculului energia și evident

$$E = \int_{\Delta t} P(t)\,\mathrm{d}t, \tag{20}$$

Δt fiind durata pulsului.

Laserii cu funcționare continuă folosiți curent în aplicații au puteri cuprinse între zeci și mii de watt, iar cei pulsați au energii cuprinse între 1J și 100 J.

Rareori prelucrările neconvenționale sau tratamentele termice folosesc fasciculul așa cum este furnizat de laser; de obicei el este focalizat cu ajutorul unei lentile sau a unei oglinzi, sau a unui sistem mai complicat. În felul acesta întreaga energie este concentrată pe o suprafață mică s. Mărimile caracteristice vor fi densitatea de putere (uzual $10^4 \ldots 10^{10}$ W/cm²) și densitatea de energie (uzual $10^2 - 10^8$ J/cm²).

Obținerea de densități de putere mai mică nu ridică probleme: laserul poate fi făcut să debiteze o putere mai mică, sistemul poate fi defocalizat sau se pot introduce filtre absorbante, acestea fiind cele trei metode frecvent folosite pentru obținerea intensității dorite. Problema dificilă este cea opusă: cum putem obține densități mari de putere, sau, altfel spus, care sînt limitele de putere ce pot fi atinse pornind de la un laser dat.

La trecerea unui fascicul laser printr-o lentilă trebuie să se țină seamă de modul de oscilație. Considerînd modul TEM_{00} ca fiind cel de interes practic, se pornește de la faptul demonstrat în optică, după care

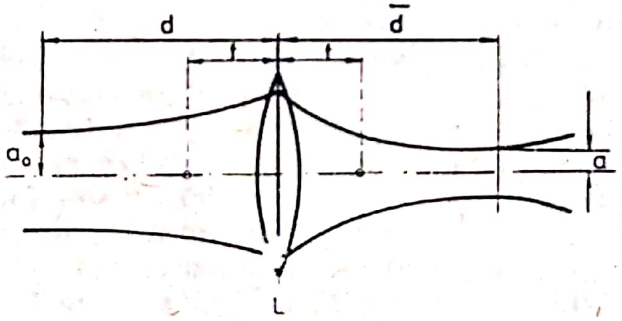


Fig. 1.14. Sistem optic simplu format dintr-o lentilă subțire. Relațiile între a_0, $\bar{a}_0$, f, d, $\bar{d}$ sînt date în text.

un fascicul gaussian trecut printr-un sistem optic rămîne tot fascicul gaussian (fig. 14). În foarte multe aplicații sistemul se reduce la o lentilă subțire de distanță focală f. Pentru acest caz se demonstrează relațiile deosebit de utile:

$$\frac{1}{\bar{a}^2} = \frac{1}{a_0^2}\left(1 - \frac{d}{f}\right)^2 + \frac{1}{f^2}\left(\frac{\pi a_0}{\lambda}\right)^2 \tag{21}$$

sau

$$\bar{d} = f + \frac{f^2\,(d-f)}{(d-f)^2 + \left(\frac{\pi a_0^2}{\lambda}\right)^2} \tag{22}$$

care permit calcularea noii talii $\bar{a}$ a fasciculului ce converge după lentilă și care reprezintă de fapt raza spotului minim ce se poate obține cu laserul și lentila date. Să notăm că raza minimă se obține ceva mai în spatele focarului lentilei.

O relație utilă în aplicații este

$$f = \frac{\pi a_0 \bar{a}}{\lambda}, \tag{23}$$

care permite calculul distanței focale atunci cînd se dă raza $\bar{a}$ pe care trebuie să o aibă spotul (dîndu-se un laser de talie a_0 și lungime de undă λ). În practică de multe ori se cere o anumită temperatură care pentru a fi atinsă trebuie avută o anumită densitate de putere. Cum puterea laserului este dată, rezultă că singura soluție este să se focalizeze fasciculul pe o suprafață corespunzătoare de rază $\bar{a}$, lentila cu care se poate realiza acest deziderat avînd distanța focală dată de relația (22).

S-ar putea crea impresia greșită că alegînd o distanță focală convenabilă putem atinge orice densități de putere. Acest lucru este îngrădit de două efecte : difracția și aberația.

Din punctul de vedere al difracției raza minimă a spotului este

$$\gamma_s = f\theta = f \ \ \lambda/D = \lambda F, \tag{24}$$

unde D este diametrul lentilei. În practică se poate lua γ_s de ordinul a cîtorva lungimi de undă : cu cît deschiderea, apertura lentilei va fi mai mare pentru un f dat, cu atît se poate ajunge la un spot mai mic. În practică se folosește un număr $F = \frac{f}{D}$ care se numește „deschiderea focală" a lentilei și care va fi cu atît mai mic cu cît luminozitatea este mai mare. Dar, cu cît deschiderea focală este mai mică, cu atît aberația unui sistem optic este mai mare și mai greu de corectat. Dintre multele tipuri de aberații posibile, pentru fascicule laser care sînt monocromatice, practic paralele și cad perpendicular pe lentilă, singura care contează este aberația de sfericitate. Această aberație este legată de faptul că razele care intră într-o lentilă la diferite distanțe față de axa lentilei nu sînt focalizate în același punct în așa fel încît în locul unui punct focal se obține o pată focală.

Aberația de sfericitate poate fi minimizată în trei feluri : fie folosind lentile asferice, fie folosind o lentilă optimizată, fie folosind sisteme de lentile special proiectate. În practică prima și a treia variantă sînt foarte scumpe și rar folosite. O lentilă optimizată pentru a avea o aberație de sfericitate minimă se realizează pornind de la următoarele considerente : se alege materialul din care se va executa lentila (în funcție de transparență, domeniu spectral, posibilități de prelucrare) căruia îi corespunde un indice de refracție n. Putem alege razele de curbură R_1 și R_2 ale lentilei astfel încît să fie realizată atît distanța focală după relația binecunoscută

$$f = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{n-1}{n} \cdot \frac{d}{R_1 R_2}\right)^{-1} \tag{25}$$

(d fiind grosimea lentilei) cît și condiția de minimizare a aberației de sfericitate care este exprimată de relația

$$\frac{R_1}{R_2} = -\frac{4 + n - 2n^2}{2n^2 + n}. \tag{26}$$

Scanned with OKEN Scanner

Relaţiile (25) şi (26) formează de fapt un sistem de ecuaţii care permit pentru n şi f date realizarea unei lentile optime. În relaţiile date suprafaţa dinspre sursă are raza de curbură R_1 şi R_2 este raza suprafeţei dinspre focar, semnul pozitiv este dat cînd originea cade înspre focar. După cum se poate vedea, pentru diferiţi n razele R_1 şi R_2 nu coincid, lentilele sînt asimetrice iar focalizarea optimă cere poziţionarea corectă a lentilei faţă de fascicul (fig. 15).

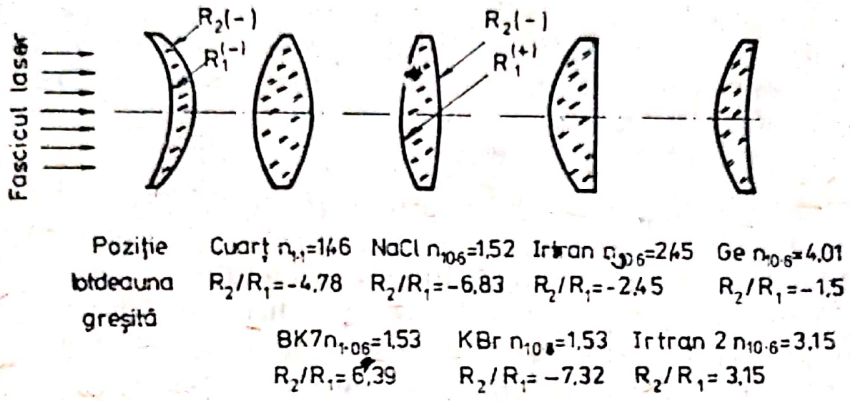


Fig. 1.15. Forma şi poziţionarea corectă a unor lentile optimizate.

Optimizarea difracţiei cere o lentilă cît mai luminoasă, dar pentru aceasta aberaţia de sfericitate devine din ce în ce mai semnificativă. Figura 16 arată diametrul spotului pentru o lentilă optimizată realizată dintr-un material cu $n = 1{,}5$, distanţa focală de 2,5 cm la lungimea de undă de 1 μm. Curbele *1* şi *2* arată descreşterea spotului limitat de difracţie σ_1 respectiv creşterea spotului datorită aberaţiei σ_2 odată cu mărirea luminozităţii lentilei, în timp ce practic se obţine suma celor două efecte. Se constată un optim pentru $F \simeq 8$, adică pentru o deschidere a lentilei egală cu $\sim 1/8$ din distanţa ei focală.

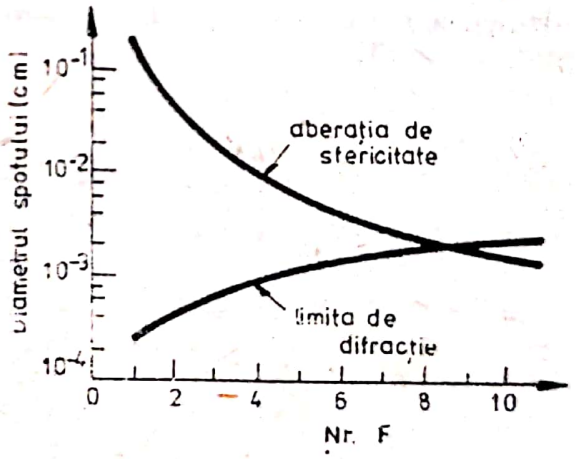


Fig. 1.16. Optimizarea densităţii de energie pe spot ţinînd seama de difracţie şi aberaţia de sfericitate.

Bineînţeles, în cazul focalizării fasciculelor gaussiene, raza petelor focale calculate mai sus trebuie adăugate taliei $\tilde{a}_0$ adică

$$\tilde{a}_{0\,\text{real}} = \tilde{a}_0 + \sigma_1 + \sigma_2. \qquad (26)$$

Rezumînd, putem spune că în practică spotul laserilor cu Nd cu $\lambda = 1{,}06$ μm poate fi adus cam la 0,03 mm, iar cel al laserilor cu bioxid de carbon cu $\lambda = 10{,}6$ μm, la 0,6 mm, focalizarea sub aceste limite cere atît laseri cît şi dispozitive de focalizare mai speciale.

1.3.6. Strălucirea. Strălucirea (radianţa) unei surse luminoase este, prin definiţie, puterea emisă de unitatea de arie în unitatea de unghi solid şi se măsoară în W/m²/ster radian. Strălucirea este o mărime ce caracterizează sursa intrinsec : focalizînd radiaţia pe măsură ce aria va fi mai mică, unghiul solid va fi mai mare, astfel încît strălucirea va rămîne

neschimbată; se demonstrează că nu poate exista nici un sistem optic care să mărească strălucirea sursei.

Deoarece laserii sînt surse puternic colimate, strălucirea lor este mult superioară surselor clasice.

Pentru comparație remarcăm că un laser de serie cu CO_2 ce emite o putere de 100 W la $\lambda = 10{,}6$ μm, va avea o strălucire $R \simeq 10^8$ W/cm²/sr în timp ce o lampă incoerentă cu vapori de mercur cu puterea de ieșire de 100 W are o strălucire de 95 W/cm²/sr la $\lambda = 5461$ Å iar soarele are o strălucire de 130 W/cm²/sr. Pentru regimul de plus gigant strălucirea ajunge la $10^{11} - 10^{13}$ W/cm²/sr. Diferența este și mai mare dacă luăm în considerație strălucirea spectrală, în care caz, pentru o lărgime de linie de 1 MHz, laserul cu CO_2 va avea o strălucire spectrală 10^2 W/cm²/sr/Hz, pe cînd lampa cu mercur va avea 10^{-11} W/cm²/sr/Hz.

1.3.7. **Polarizarea.** O altă proprietate a unui fascicul luminos este starea de polarizare care exprimă modul în care este repartizată oscilația transversală electromagnetică de-a lungul fasciculului. De obicei, prezența unui unghi Brewster la fereastra de ieșire, sau orice element transparent, înclinat față de axa laserului care se află în cavitatea rezonantă, duce la o polarizare practic totală a fasciculului laser. Această proprietate însă nu afectează proprietățile de focalizare și concentrare a energiei, de ea însă trebuie ținută seama cînd vrem să deviem fascicule polarizate cu ajutorul oglinzilor.

★

Cea mai importantă proprietate a radiației laser pentru prelucrările termice care ne interesează rămîne puterea și energia. În capitolul următor vor fi prezentați laserii uzual folosiți pentru (micro) uzinaje și tratamente termice accentuîndu-se asupra caracteristicilor lor de putere și energie.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul II

Principalele tipuri de laseri folosiți în prelucrări termice

În prezent există o mare varietate de laseri, diferind între ei fie prin natura mediului activ (solid, lichid, gazos, cristalin, amorf, semiconductor), fie prin tipul de pompaj folosit, adică de modul în care se obține inversia de populație (pompaj optic, descărcare în gaze, ciocniri cu electroni sau atomi, transfer de excitație, disocieri, pompaj chimic etc.), fie după domeniul spectral de emisie, după caracteristicile radiației etc. Există deci o mare diversitate a criteriilor după care se pot clasifica laserii. Efectele termice se bazează pe proprietatea de putere și energie a fasciculului laser, fiind semnificative la valori mari ale acesteia. În cele ce urmează ne vom referi numai la laserii de putere și dintre aceștia vom aborda pe cei mai frecvent utilizați în aplicații și anume: laserul cu neodim din categoria laserilor cu mediu activ solid și laserul cu bioxid de carbon din categoria laserilor cu mediu activ gazos. Prezentarea acestor laseri urmărește să ajute pe cei ce doresc să utilizeze laserii în diferite aplicații termice, în alegerea judicioasă a tipului de laser, să le cunoască limitele, performanțele și modul optim de funcționare. La sfîrșitul capitolului se prezintă un tabel cu principalele tipuri de laseri și instalații realizate la ICEFIZ — Secția laseri, nu numai pentru a da un simplu inventar de aparate, ci pentru a enumera domeniile în care există la noi în țară experiență acumulată și la care se poate apela.

2.1. Laserul cu neodim

Dintre laserii cu mediu activ solid, cel mai frecvent folosit este laserul cu sticlă dopată cu neodim și în anumite aplicații speciale, laserul cu rubin. Vom descrie în cele ce urmează laserul cu neodim, care și-a găsit multiple aplicații în prelucrările și uzinajele cu laser. Avantajele lui constau în aceea că furnizează energii mari pe puls (tipic 1... 100J) la temperatura ambiantă, cu un randament relativ ridicat de ordinul procentului, la o lungime de undă apropiată de vizibil (1,06 μm), ceea ce permite utilizarea opticii de vizibil care este mult mai la îndemînă decît optica de infraroșu, iar mediul activ în comparație cu alți laseri cu solid este mai ieftin.

Tipic, un astfel de laser este construit dintr-o bară de material dopat cu neodim de formă cilindrică, groasă de 5 ... 20 mm, lungă de 50—250 mm, care constituie mediul optic activ. Materialul folosit ca mediu optic activ constă dintr-un suport transparent (fie rețea cristalină, fie un mediu amorf de tipul sticlei) în care se află dispersați sub formă de impurități ionii de neodim, la concentrații de ordinul cîtorva procente. Alți laseri solizi destul de utilizați folosesc ca impuritate ionii de crom într-o rețea cristalină de Al_2O_3. Acesta este laserul cu rubin.

Capetele barei sînt prelucrate optic și depuse cu straturi reflectante ce constituie cavitatea rezonantă a laserului (fig. 1). Paralel cu mediul activ se montează o lampă flash de formă cilindrică ce are rolul de a realiza

Scanned with OKEN Scanner

pompajul optic al mediului activ, adică furnizează energie mediului activ sub forma unui puls luminos. O parte din energia radiată de flash este absorbită în mediul activ, ducînd în final la obținerea unei inversii de populație, care la rîndul ei determină apariția efectului laser. Pentru ca radiația emisă de flash să lumineze cît mai eficient mediul activ, întreg ansamblul este montat într-un reflector cilindric cu secțiune eliptică, astfel ca flash-ul și mediul activ să se plaseze fiecare în unul din focarele elipsei (fig. 1).

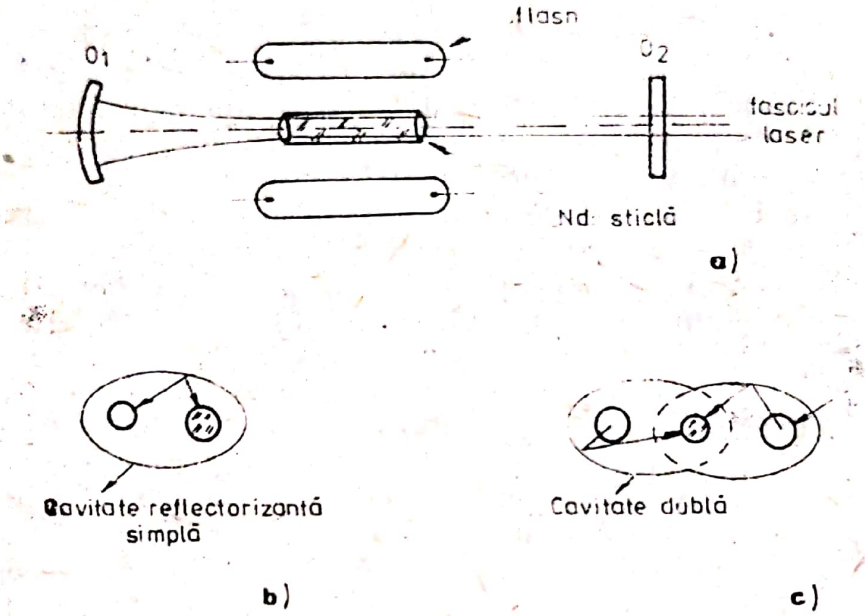


Fig. 2.1. a) Schema constructivă a laserului cu Nd. b) Secțiune transversală prin laser, învelișul reflectorizant are o formă de cilindru eliptic, în focare fiind flashul și bara activă; în felul acesta bara este iluminată uniform. c) Montaj pentru bare mai groase, care necesită două flashuri.

Vom schița mecanismul fizic de apariție al efectului laser luînd ca exemplu tipul cel mai folosit : laserul cu sticlă dopată cu neodim. Schematic, nivelele energetice ale ionului activ care ne interesează sînt reprezentate în figura 2. Mediul solid care înconjoară ionul (fie rețea cristalină, fie sticlă amorfă), face ca în spectrul acestuia să apară linii largi cum ar fi banda notată cu B în figura 2.

În mod natural ionii se află în starea fundamentală de energie minimă A, sau altfel spus, numai nivelul fundamental este populat, în timp ce

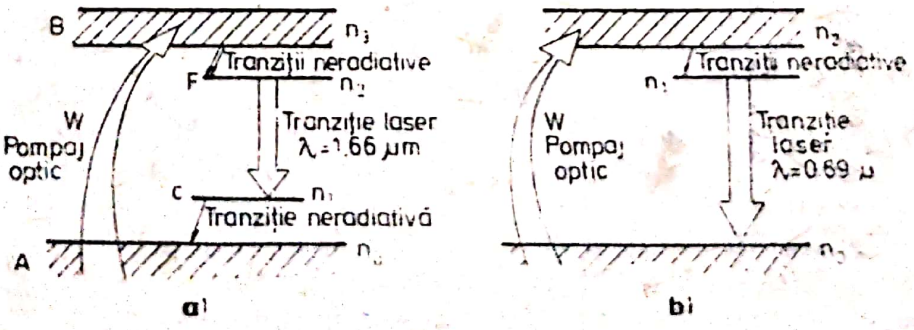


Fig. 2.2. Mecanismul de obținere al inversiei de populație pentru a) laserul cu Nd și b) laserul cu Cr. W este pompajul optic (și se poate exprima în număr de ioni excitați/cm³/s).

Scanned with OKEN Scanner

nivelele superioare sînt practic depopulate. Odată cu flash-ul se declanşează o parte din radiaţia acestuia — anume cea care poate fi absorbită de banda B — face ca o parte din ionii care la început se aflau în banda A să treacă în banda B, în acest fel populîndu-se şi banda B. Pentru ca acest proces să fie eficient, trebuie ca flash-ul să emită, pe cît se poate, în aceeaşi regiune spectrală în care absoarbe materialul activ. Cum pentru ionul de Cr^{4+}, cît şi pentru cel de Nd^{3+}, banda absorbantă B se află în regiunea albastră — violetă a spectrului, flash-urile cele mai adecvate sînt cele cu argon sau cu kripton sub presiune, care emit cu un randament energetic relativ bun, tocmai în acest domeniu.

Mecanismul pe care l-am descris şi care duce la popularea masivă a unui nivel superior este denumit sugestiv „pompaj optic". În continuare, de pe banda B o mare parte din ioni ajung printr-o tranziţie neradiativă pe un nivel îngust fluorescent F. „Tranziţie neradiativă" înseamnă că nivelul F fiind foarte apropiat de banda B, mica diferenţă de energie ce le separă este preluată de reţea sub formă de căldură. De pe nivelul F ionii excitaţi suferă o nouă tranziţie fie direct în starea iniţială A, aşa cum se întîmplă în cazul laserului cu rubin, fie pe un nivel terminal C, aşa cum se întîmplă în cazul laserilor cu neodim. În primul caz, al laserilor solizi la care participă trei nivele (nivelul fundamental, banda de absorbţie largă B şi nivelul îngust F) efectul laser nu apare decît dacă aproximativ o jumătate din ioni au ajuns în starea F. Această condiţie micşorează atît puterea cît şi eficienţa laserilor cu trei nivele, făcîndu-i inferiori laserilor cu patru nivele, adică aceia în care există şi nivelul C. Populaţia N_1 a nivelului C este iniţial mică deoarece la început

$$N_1 = N_0 \exp\left(-\Delta E/kT\right), \tag{1}$$

unde N_0 este populaţia nivelului fundamental şi ΔE este diferenţa de energie între nivelele A şi C, iar k este constanta lui Boltzmann. Reamintim că relaţia (1) este binecunoscuta lege a distribuţiei a lui Boltzmann care arată distribuirea populaţiilor pe diferitele nivele energetice în starea de echilibru termic (§ 1.2). Astfel, populaţia nivelului C fiind mică, inversia de populaţie în raport cu F se realizează cu puteri relativ mici şi cu eficienţă crescută. Aşa cum rezultă din relaţia (1), temperatura mediului activ trebuie să fie cît mai scăzută pentru a avea un laser care să funcţioneze la o frecvenţă rezonabilă, adică cu o putere medie utilizabilă în aplicaţii termice. Pentru aceasta se realizează instalaţii speciale de răcire care sînt capabile ca după fiecare puls laser să preia energia calorică pe care flash-ul o emite odată cu energia utilă de pompaj. Din aceste motive flash-urile utilizate sînt cele cu xenon sub presiune care sînt capabile să emită pulsuri de mare intensitate dar de durată scurtă. Energia lor de prag depinde de mediul activ, de geometria sistemului, variind între 100 şi 5000 J. Efectul laser se declanşează în momentul în care energia de pompaj a realizat o anumită valoare care permite apariţia primelor moduri axiale. Pe măsură ce puterea de pompaj creşte, numărul de moduri emise va creşte. Din punct de vedere practic este necesar nu atît obţinerea modului fundamental TEM_{00}, ci a unei suprapuneri de moduri care focalizate să dea un spot suficient de fin şi cu o secţiune aproximativ circulară. Lungimea naturală a pulsului laser este o fracţiune din cea a flash-ului, deci de ordinul 100 μs ... 1 ms, la puteri de ordinul 10^5 — 10^7 W. Divergenţa tipică a fasciculului este de ordinul miliradianilor. Randamentul laserilor cu rubin este

Scanned with OKEN Scanner

cuprins între 0,1 % și 0,5 %, iar cel al laserilor cu neodim este superior, ajungînd la 4%.

Datorită pragului ridicat al pompajului optic necesar realizării inversiei de populație (de ordinul sutelor de kW) este evident de ce laserii cu mediu activ solid nu sînt destinați să lucreze în regim continuu decît în situații cu totul deosebite. Practic, este imposibil să se evacueze în mod continuu căldura degajată de flash, cît și să se realizeze arcuri continue în xenon.

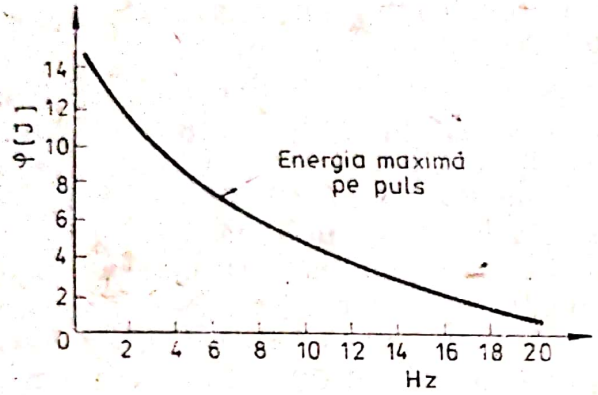


Fig. 2.3. Dependența energiei pe puls a unui laser Nd : YAG pompat cu flash.

Realizarea unor pulsuri dese ar duce inevitabil la mărirea temperaturii T iar relația (1) arată că în acest caz populația nivelului C crește și deci este mai greu de obținut inversia de populație. Pentru eliminarea mai eficientă a căldurii se încorporează ionul de neodim într-un cristal special, ytriu-aluminiu-garnet sau prescurtat Nd-YAG. În acest caz, ilustrat în figura 3, se poate ajunge practic la o stare staționară : dacă laserul lucrează cu frecvența de repetiție de 1 Hz, energia pe puls este de 10 J ; la o frecvență de 20 de ori mai mare energia pe puls va fi aproximativ de 20 de ori mai mică. Se poate modifica, încă, în anumite limite, durata descărcării flash-ului (de exemplu prin introducerea unei impedanțe inductive în circuitul flash-ului), ceea ce va duce la modificarea duratei pulsului laser în funcție de tipul de aplicație la care este utilizat. Astfel un puls de durată mai mare dar cu putere mai mică va fi utilizat într-un proces în care căldura trebuie să pătrundă în mediu (la suduri, tratamente termice etc). în timp ce un puls scurt dar de putere mare este indicat la debitări sau perforări de materiale dure sau greu fuzibile.

2.1.1. **Regimuri de funcționare ale laserilor cu solid.** Efectul termic fiind dependent atît de energie cît și de felul în care este debitată această energie, este necesar să ne ocupăm mai îndeaproape de modul în care este emisă această energie în timp, de variația temporală a puterii, adică de ceea ce se numește „regimul de funcționare a laserilor". Acest aspect este cu atît mai important cu cît puterea reală poate varia cu ordine de mărime față de puterea mediată, ceea ce schimbă cu totul natura efectului termic. De aceea se impune o trecere în revistă, fie chiar foarte sumară, a regimurilor în care poate funcționa un laser.

După cum am arătat mai sus, laserii cu solid (rubin, neodim) sînt pompați cu flash-uri pe care se descarcă baterii de condensatori care înmagazinează, orientativ, energii de ordinul kilojoulilor. Durata flash-ului, care transformă în lumină de pompaj doar o fracțiune ($\sim 5\,\%$) din energia inițială, este de ordinul milisecundelor, iar într-un timp și mai scurt ia naștere pulsul laserului. Vom încerca să explicăm caracteristicile pulsului laser în funcție de felul în care se realizează pompajul și de proprietățile mediului laser, folosind un model simplificat.

Vom porni de la noțiunile utilizate în § 1.1 numai că în loc de intensitatea luminoasă vom introduce „numărul de fotoni" q (care se obține

imediat, cunoscînd densitatea de radiație și relația lui Planck). Vom nota în continuare cu $n = (n_2 - n_3)$ — numărul de atomi pe centimetru cub, adică mărimea inversiei. Să vedem acum modul în care are loc fenomenul fizic. Prin pompajul optic (la laserii cu solid) sau printr-o descărcare în gaz (la laserii cu gaz), s-a ajuns la o anumită inversie de populație, $n > n_p$, deci deasupra inversiei de prag. În momentul acesta începe efectul laser, deci începe să crească și populația de fotoni emiși, q. (Vom neglija tranzițiile spontane nesemnificative față de emisia stimulată). Dar, evident, apariția unui foton face ca n să descrească cu 2 (un ion mai puțin pe nivelul superior care se adaugă nivelului inferior). Pe măsură ce q va crește, inversia de populație va tot scădea. Scăzînd însă inversia, va descrește și q. Descrescînd q, datorită pompajului se va reface n; q și n devin astfel oscilanți în timp și în contrafază. Vom considera că inversia este pompată cu W ioni/cm^3/s, iar distanța între oglinzi este L, adică aceeași cu lungimea mediului activ.

Fotonii vor parcurge mediul activ în $L_1 = \frac{L}{c}$ secunde, timp în care numărul lor va crește conform legii lui Beer; într-o tranziție cîștigul va fi $q\,(e^{kL} - 1)$ și deci într-o secundă va fi $\frac{1}{t_1}(e^{kL} - 1)q$, pierderea pe secundă prin transmisie va fi $\frac{1}{t_1}(1 - R)q$.

Din aceste considerente intuitive, rezultă că variația în timp a inversiei dn/dt și a populației fotonice dq/dr este

$$\frac{dn}{dt} = W - 2\,\frac{e^{kL} - 1}{t_1}\,q,$$

$$\frac{dq}{dt} = \frac{e^{kL} - 1}{t_1}\,q - \frac{1 - R}{t_1}\,q. \qquad (2)$$

Ne amintim din § 1.1 că $k \alpha n$ iar constanta de proporționalitate o vom nota cu ξ, de asemenea pentru majoritatea cazurilor concrete $kL \ll 1$, rezultă că sistemul (2) devine:

$$\frac{dn}{dt} = \xi n q - n q, \qquad (3)$$

$$\frac{dq}{dn} = W - 2\,\xi n q, \qquad (4)$$

unde

$$\eta = \frac{1 - R}{L}\,C.$$

Punînd condițiile de staționaritate $\frac{dn}{dt} = 0$, $\frac{dq}{dt} = 0$, se obțin valorile de prag

$$n_p = \frac{\xi}{\eta}\,; \qquad q_p = \frac{W}{2\eta}, \qquad (5)$$

unde n_p este valoarea de prag a inversiei, iar q_p este emisia corespunzătoare acestei inversii.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul general sistemul (3), cunoscut ca sistemul lui Statz-De Mars, poate fi rezolvat pentru $W = W(t)$ dat și cu condițiile inițiale $n_{t=0} = q_{t=0} = 0$ pe calculator cu ajutorul metodelor numerice. Rezultatele din figura 4 reprezintă soluțiile calculate pentru valorile $\xi = 2 \cdot 10^{-8}$ cm³/s; $\eta = 0{,}63 \cdot 10^{8}$ s; $W = 3{,}5 \cdot 10^{21}$ atom·cm^{-3}·s^{-1}. Observăm că emisia este caracterizată printr-o succesiune de pulsuri scurte amortizate (spike în termeni englezești). Menționăm că modelarea prezentată a acestui fenomen cu W = constant este valabilă pe o perioadă de $\sim 10^{-3}$s, întregul impuls dat de flash întinzîndu-se doar pe cîteva milisecunde.

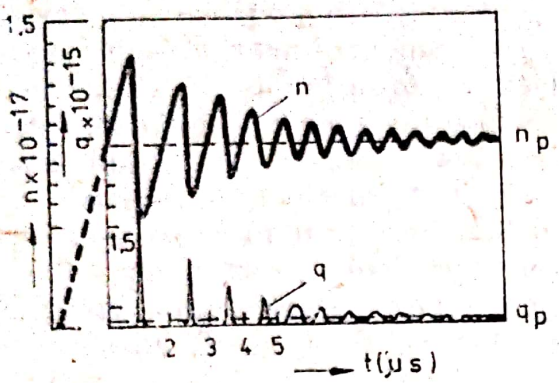


Fig. 2.4. Oscilațiile amortizate de relaxare tipice laserilor de putere cu rubin sau neodim.

Experimental acest regim arată ca în figura 5.

Un calcul aproximativ obținut prin liniarizarea sistemului (3)—(4) arată că frecvența de succesiune a oscilațiilor este

$$\nu_S = \frac{\sqrt{\xi W}}{2\pi}, \tag{6}$$

iar condiția ca oscilațiile să fie puternic amortizate este ca

$$W > \frac{\eta^2}{\xi}. \tag{7}$$

Calitativ relația (6) arată de ce regimul de oscilații amortizate este caracteristic pentru laserii solizi la care $\eta \simeq 10^8$ pe cînd, așa cum vom vedea în paragraful următor, la laserii cu gaz la care $\eta \simeq 10^6$ aceste oscilații nu apar (la un W și ξ de același ordin de mărime). Deci în timp ce un laser cu CO_2 poate funcționa în regim continuu (sau cvasicontinuu, modulat de obicei cu dublul frecvenței rețelei, cu o putere de vîrf care nu depășește de două ori puterea medie), laserii cu solid de putere funcționează într-un regim de spike-uri a căror putere este de cîteva zeci de ori mai mare decît puterea mediată pe impuls, fapt care se poate traduce în modul de încălzire și prin efectele termice obținute.

În afară de regimul continuu (cvasicontinuu) și de cel de oscilații relaxate, mai există un regim de funcționare propriu îndeosebi laserilor cu solid. Pentru aceștia există posibilitatea de a împiedica apariția emisiei laser într-un stadiu incipient prin obturarea uneia dintre oglinzile cavității. În felul acesta, emisia spontană fiind neglijabilă în special pentru nivelele laserilor solizi) se atinge o populație n_i a nivelului laser superior cu mult deasupra inversiei de prag n_p; restabilind brusc cavitatea rezonantă, se formează un puls „gigant" de fotoni care depopulează nivelul superior. Calitativ mecanismul de constituire a acestui puls este arătat în figura 5. Observăm că restabilirea rapidă a cavității este o condiție esențială în funcționarea corectă a aces-

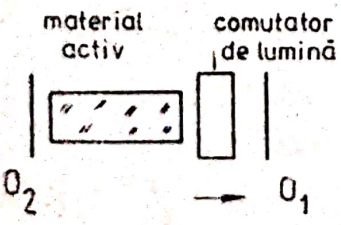


Fig. 2.5. La o comutare rapidă a obturatorului P cavitatea rezonantă este restabilită și apare pulsul gigantic.

Scanned with OKEN Scanner

tor laseri. De aici provin și alte denumiri uzuale ale acestui regim : laser „Q switch" sau (mai rar folosit) „Q-spoiled" ; prin Q se înțelege în electronică factorul de calitate al unei cavități rezonante, deci prima denumire înseamnă laser cu factor de calitate comutabil iar a doua cu factor de calitate ce poate fi alterat (stricat). În cele ce urmează acest regim va fi denumit „regim în puls gigant".

În figura 6 sînt redate cîteva din cele mai uzuale procedee de realizare a comutării factorului de calitate folosite atît pentru laserul cu neodim cît și pentru cel cu rubin.

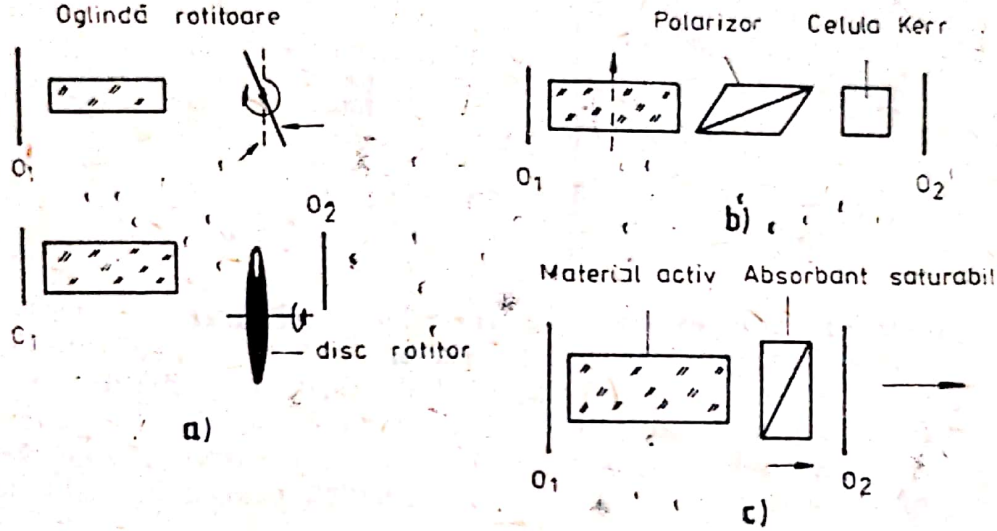


Fig. 2.6. Laseri funcționînd în regim de impuls gigant
a) comutare mecanică a lui Q. b) comutare electrică (prin polarizor și celulă Kerr). c) comutare cu colorant saturabil (care devine transparent la o anumită intensitate de flux).

Teoretic, regimul în puls gigant poate fi înțeles pornind tot de la sistemul de ecuații Statz-De Mars adaptat noii situații. Avînd în vedere că timpul de viață al acestui puls este cu cîteva ordine de mărime mai scurt decît al celor obținute în regim oscilant, deci putem face ipoteza că în timpul declanșării pompajul este neglijabil, pulsul dezvoltîndu-se doar pe baza inversiei inițiale de populație. Fenomenul es e descris deci tot de sistemul de ecuații (3—4) cu două deosebiri : $W = 0$ și condițiile inițiale sînt $q_{t=0} = 0$ și $n_{t=0} = n_i$.

Rezultă imediat

$$\frac{dq}{dn} = \frac{n_p}{2n} - \frac{1}{2}. \tag{8}$$

de unde integrînd

$$q = \frac{1}{2} n_p \cdot \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) - (n - n_i) \tag{9}$$

iar valoarea maximă a pulsului va fi

$$q_{max} = \frac{1}{2} n_p \ln \frac{n_p}{n_i} + n_i - n_p \tag{10}$$

care este atins pentru $n = n_p$ (fig. 7). Din (9) se poate vedea că pulsul nu are o formă simetrică, iar ca o estimată a semilărgimii vom da relația

$$(\Delta t)_q \simeq \frac{1}{n_i} \ln \frac{n_i}{n_p}.$$

În realizările tehnice obișnuite $n_i \sim 1,\ 2,\ \ldots\ 3$

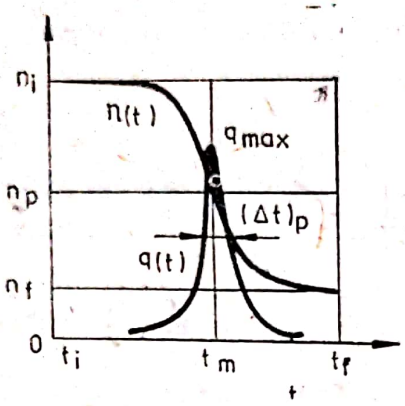


Fig. 2.7. Dinamica inversiei de populație și a numărului de fotoni în timp.

În încheiere vom evalua numeric relațiile obținute pentru a obține valori orientative asupra fenomenelor discutate. Evident, valorile concrete depind de materialul activ folosit cît și de rezolvarea tehnică adoptată, în construcția laserului. Folosind orientativ valorile de $\xi \sim 10^7$ cm^{3}s^{-1} $\eta = 10^8$s^{-1}, $W \simeq 10^{22}$ cm^{3}s^{-1}, $R = 0{,}9$, $L = 10$ caracteristice laserilor solizi pompați cu flash de putere medie, rezultă pentru inversia de prag valoarea

$$n_p = \frac{\eta}{\xi} \sim 10^{15} \text{ atomi/cm}^3 \tag{11}$$

la care corespunde o densitate de fotoni de

$$q_p = \frac{W}{[2\eta]} \sim 10^{13} \text{ fotoni/cm}^3. \tag{12}$$

Deoarece $W < \eta/\xi$, rezultă că oscilațiile sînt slab amortizate, deci avem un regim de spik-uri, efectul tinzînd spre starea staționară cu o frecvență inițială de $\nu_s \sim 10^4 - 10^5$ Hz.

Deci durata unei oscilații amortizate este cam de 10 ... 100 ori mai mică decît durata întregului puls laser, amplitudinea maximă nedepășind cu mai mult de un ordin de mărime valoarea staționară $q_{max} \simeq \simeq 10\, q_p \simeq 10^{14}$ ... fotoni/cm^3 ceea ce se traduce la un flux de intensitate de 10^4 W (pentru $\lambda = 1$ μm) pe o secțiune de ieșire de 1 cm^2. Focalizat într-o pată de 0,1 mm^2 aceasta va însemna o densitate de putere de 10^8 W/cm^2 în spik-uri). În medie puterea va fi 10^3 W iar energia pulsului (~ 1 ms) de 1 J.

În ceea ce privește laserul declanșat $q_d \sim 10^{17}$ fotoni/cm^3, pe o durată de $\Delta t \sim 10^{-8}$ s. Rezultă o energie de $\sim 0{,}1$ J, o putere de vîrf de 10^7 Watt și deci o densitate de putere în focar cu 3 ... 4 ordine de mărime mai mare decît în cazul regimului relaxat.

După cum am văzut, există o plaje întinsă de valori ale energiei pe care le poate da un laser cu neodim. Pentru tratamentele și uzinajele termice uzuale sînt suficiente energii cuprinse între 1 ... 10J în regimul obișnuit de oscilații de relaxare. Un astfel de laser este construit în Secția

Scanned with OKEN Scanner

Laseri — IFTAR și integrat în instalația de microprelucrări cu laser „NEODIM 15" care îl folosește. Energia laserului per puls este de 15J energie cu care se pot da, de exemplu, găuri în materiale greu fuzibile cum ar fi diamantul, safirul, wolframul, între 0.2 ... 0.8 mm diametru la adîncimi de 0,2 ... 3 mm. Scopul capitolelor următoare este tocmai acela de a înțelege atît mecanismul acțiunii laserului cu materialele la nivelul efectelor termice cît și de a putea estima mărimea și caracteristicile microuzinajelor posibile.

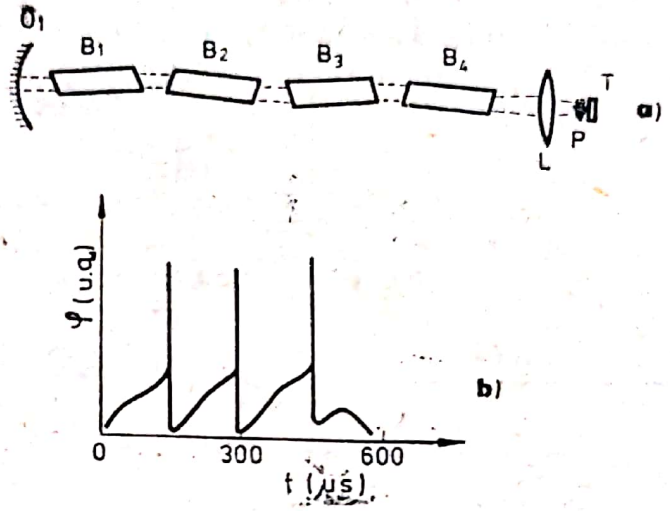


Fig. 2.8. a) Schema de funcționare a laserului cu oglindă de plasmă B_1, B_2, B_3, B_4 bare de neodim, O_1 oglindă laser obișnuită, L, lentila de focalizare, T țintă, P plasma. b) Aspectul tipic al emisiei acestui laser.

Observăm că pentru cazuri speciale ne stau la dispoziție laseri cu neodim de mare putere, un laser cu neodim urmat de un lanț de amplificare care ajunge la energii de aproximativ 300 J per puls realizat de asemenea la IFTAR. Acest laser este capabil să lucreze și în așa-zisul regim de oglindă de plasmă, în care una din oglinzile cavității rezonante este înlocuită cu reflexia pe însăși plasma produsă prin focalizarea fasciculului, dispozitivul este reprezentat schematic în figura 8. Acest exemplu a fost dat pentru a arăta că acțiunea laserilor asupra materialelor poate depăși cu mult regiunea efectelor termice asupra unei ținte și poate ajunge ca în cazul amintit la crearea și încălzirea plasmei, studiul acestor efecte însă este în afara preocupării cărții de față.

În încheiere remarcăm că în clasa laserilor cu solid se mai utilizează mult mai rar și laserul cu rubin unde impuritatea activă este ionul de crom. De asemenea un astfel de laser a fost construit și utilizat la IFTAR. Avantajul lor este acela de a lucra în vizibil, în regiunea roșie a spectrului ($\lambda \simeq 0{,}60$ μm) însă randamentul, energiei la care pot ajunge cît și prețul barei de rubin reprezintă dezavantaje, în așa fel încît laserul cu rubin este folosit în alte aplicații cum ar fi diagnosticarea plasmei și numai rar în microprelucrări.

2.2. Laserii cu mediu activ gazos

Laserul cu bioxid de carbon alături de laserul cu heliu neon sînt laserii cei mai reprezentativi ai familiei de laseri cu mediu activ gazos, așa cum laserul cu neodim sau rubin au fost cei mai caracteristici laseri

solizi. Vom începe prin a vedea, în linii generale, mecanismele fizice care stau la baza laserilor cu gaz.

Figura 9 prezintă configurația tipică a unui laser cu gaz. Mediul activ ocupă un volum cilindric C închis la capete cu oglinzile M_1 și M_2; oglinda M_2 este parțial transparentă astfel încît prin ea iese fasciculul laser. Amestecul de gaze care formează mediul activ este realizat de gazele g_i aflate în buteliile B_i și cu ajutorul pompei de vid P cu care se ajustează presiunile parțiale (și finală) a amestecului. În anumite cazuri amestecul este realizat în prealabil și introdus într-o singură butelie, fapt care face manevrarea mult mai comodă. În sfîrșit la laserii cu He-Ne, sau la laseri

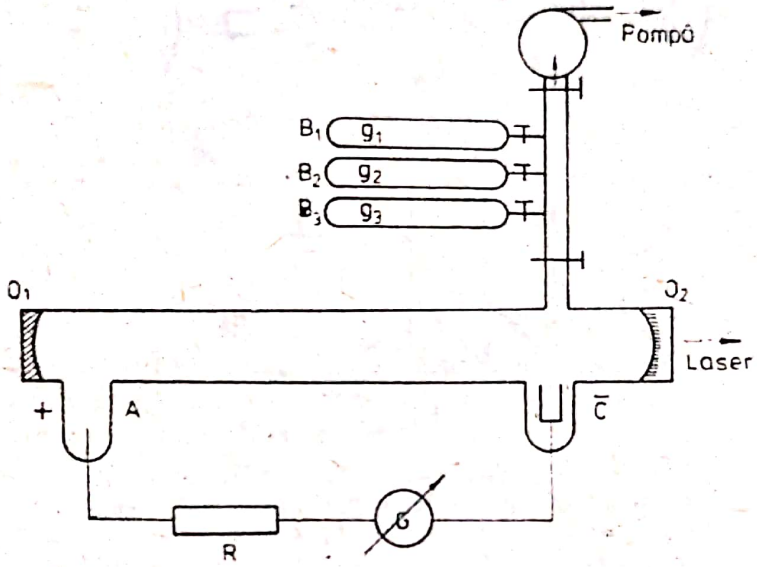


Fig. 2.9. Configurația tipică a unui laser ce utilizează un amestec de gaze (nedesprins de instalația de umplere).

cu CO_2 de putere nu prea mare se renunță complet la sistemul de umplere, laserul fiind închis „seald-off" cu amestecul și la presiunea optimă. În cazurile tipice în cilindru are loc o descărcare de tip luminescent între anod (+) și catod (−) căzînd o tensiune de ordinul kilovolților și care depinde atît de amestec, de lungimea tubului de descărcare sau de puterea pe care o dorim la ieșire.

În mod obișnuit se lucrează în acel regim de descărcare luminescentă asemănător celor în care funcționează de exemplu tuburile de neon al reclamelor luminoase. Pentru a realiza acest regim în mod stabil este necesară intercalarea în circuit a rezistenței R, altfel descărcarea ar trece în arc care ar duce la distrugerea laserului. Rolul descărcării în gaz este tocmai acela de a excita cu predilecție nivelul superior al gazului activ, de a aduce pe el un exces de populație în raport cu nivelul inferior. Rolul celorlalte gaze este de a ajuta la realizarea inversiei și eventual la răcirea amestecului sau la micșorarea impedanței electrice.

La baza mecanismului de realizare a inversiei de populație în laserii cu gaz stau două metode de excitare : prin ciocniri electron-atom și prin ciocniri atom-atom (atom-moleculă, moleculă-moleculă) cu transfer de excitație. Spre deosebire de laserii solizi, metoda obținerii inversiei prin pompaj optic este importantă deoarece nivelele atomice ale gazelor, spre deosebire de solide, sînt foarte fine și nu se poate realiza în consecință, o absorbție masivă a unei radiații de pompaj. În schimb se folosește proprietatea gazelor de a permite realizarea descărcărilor electrice în plasma

Scanned with OKEN Scanner

cărora se află electroni care pot ciocni atomii gazului activ. O astfel de ciocnire poate fi de mai multe feluri. Poate fi elastică, cînd în urma ei atomul rămîne în aceeaşi stare ca înainte de ciocnire iar electronul are o aceeaşi energie cinetică, poate duce la ionizare cînd în urma ciocnirii se desprinde un electron din atom şi, în fine, poate duce la excitarea atomului pe un nivel energetic, fapt pe care îl vom scrie sub forma

$$A + (e + \Delta E) \rightarrow A^* + e. \tag{13}$$

Aici A reprezintă un atom (moleculă) în stare iniţială iar ΔE este energia electronului egală cu energia nivelului atomului excitat A^*.

Nu toate ciocnirile cu electroni duc la excitarea atomilor chiar dacă energia electronului ar permite acest lucru. Explicaţia nu este elementară şi este o consecinţă a mecanicii cuantice. Deoarece la excitarea unui atom funcţia de undă a electronului se schimbă, există anumite relaţii care descriu posibilitatea de tranziţie a atomului de la nivelul fundamental la un nivel superior printr-o ciocnire neelastică. Se arată că secţiunea Q_{0n} ce caracterizează procesul de excitare a unui atom din starea E_0 în starea E_n este proporţională cu probabilitatea tranziţiei radiative A_{0n} între cele două stări, adică :

$$Q_{0n} \sim A_{0n}. \tag{14}$$

Cu ajutorul acestei „reguli de selecţie" date, putem înţelege imediat calitativ esenţa procesului de realizare a inversiei de populaţie cu ajutorul ciocnirilor cu electroni. În cazul laserilor cu gaz (de exemplu al laserilor cu gaze nobile) nivelul laser superior, de la care porneşte tranziţia laser, este conectat radiativ cu nivelul fundamental, şi deci poate fi populat prin ciocnirea cu electroni în timp ce nivelul laser inferior este depopulat rapid, fiind conectat radiativ la alte nivele de la care atomii se dezexcită ajungînd iar la nivelul fundamental.

Atragem atenţia asupra faptului că, deşi acest proces are aceeaşi lege de selecţie ca şi pompajul optic, comportarea nerezonantă a secţiunii de transfer a ciocnirilor cu electroni pe un domeniu de ordinul sutelor de electroni volţi face ca acest proces să fie deosebit de eficient în cazul descărcărilor în gaz, altfel spus, dacă electronii au o energie mai mare decît energia nivelului superior, ei vor putea contribui la realizarea inversiei de populaţie.

Cel de-al doilea proces amintit care ajută la realizarea inversiei la laserii cu gaz este ciocnirea atom-atom (unde prin atom putem înţelege şi moleculă) cu transfer rezonant de excitaţie. Ciocnirea între un atom excitat A^* cu un atom neexcitat B poate duce la un transfer de excitaţie prin ciocnirea neelastică (zisă şi „de speţa a doua") pe care o putem descrie :

$$A^* + B + \Delta E \rightarrow A + B^*. \tag{15}$$

Secţiunea de transfer a acestei ciocniri este apreciabilă doar în măsura în care : 1. tranziţiile de la starea fundamentală la starea excitată sînt admise, şi 2. diferenţa de energie între cele două nivele ΔE este mică (adică, estimativ, sub zecimea de electron volt).

Practic, acest procedeu înseamnă că dacă vrem să realizăm o inversie în gazul B iar cu B^* notăm nivelul superior, şi dacă considerăm un gaz A care în descărcare se excită uşor pe nivelul A^* (cu energie în vecinătatea lui B^*) vom folosi în descărcare un amestec din cele două gaze. În cazul B vom realiza inversia cu ajutorul nivelului excitat din „gazul de pompaj" ;

Scanned with OKEN Scanner

în cele ce urmează vom avea prilejul să aprofundăm mecanismele expuse pe exemple concrete.

2.2.1. **Laserul cu heliu-neon.** Primul laser în mediu gazos a fost realizat într-o descărcare electrică într-un mediu gazos format dintr-un amestec de He-Ne; nivelele și tranzițiile de interes sînt date în figura 10. Observăm că tranzițiile laser se află în Ne care este deci „gazul activ", în timp ce He este „gazul de pompaj". Deși acest laser nu este un laser de putere în sensul că nu este folosit direct în microunde, avînd în vedere larga lui aplicație, faptul că mecanismul său de funcționare este tipic, că poate fi asociat, ca laser auxiliar la reglarea laserilor de mare putere, îi vom face totuși o descriere sumară.

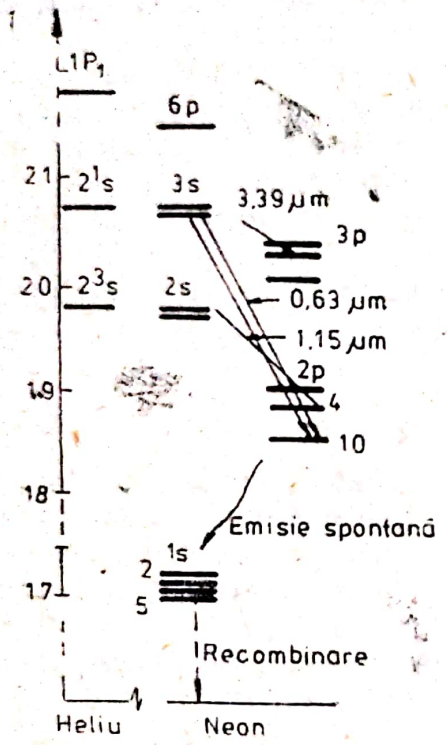


Fig. 2.10. Schema de nivele și tranzițiile de interes pentru laserul cu He-Ne.

La ora actuală, în amestecul He-Ne s-au obținut mai multe zeci de tranziții laser pe liniile neonului: 1) Tranziția din vizibil la 6328 Å ce are loc între nivelele $3S_2 \rightarrow 2p_4$, 2) tranziția din infraroșul apropiat la 11527 Å ($2S_2 \rightarrow 2p_4$) și, în sfîrșit, tranziția infraroșie de la 33922 Å ($3S_2 \rightarrow 3p_4$).

Inversia de populație este în primul rînd facilitată de faptul că ciocnirile cu electroni duc la o excitare selectivă, în care nivelul laser superior este pompat cu predilecție. Într-adevăr, nivelele s ale neonului, spre deosebire de nivelele p, au tranziții optice la nivelul fundamental, ceea ce face ca, după cum am văzut, ciocnirile atomilor cu electronii din plasmă să populeze preferențiat nivelele S. În afară de aceasta, prezența heliului ajută substanțial la realizarea inversiei. Nivelele metastabile 2^3S_1 și 2^1S_0 ale heliului se află, după cum se vede în figura 14, în imediata vecinătate energetică cu nivelele $2s$ și respectiv $3s$ ale neonului. Vom reține că un nivel „metastabil" este un nivel cu un timp de viață lung și care, într-o descărcare în gaz, poate fi foarte populat. Prin ciocniri ale atomilor 2^3S și 2^1S_0 cu atomi de neon în starea fundamentală se obține un transfer de excitație care duce la popularea nivelelor $2s$, respectiv $3s$ (mica diferență de energie ΔE dintre nivelele He și Ne fiind transformată în energie termică), aceste procese se scriu

$$\begin{aligned} \mathrm{He}\ (2^1S_0) + \mathrm{Ne}\ (1p) &\rightarrow \mathrm{He}\ (1S) + \mathrm{Ne}\ (3s) + \Delta E, \\ \mathrm{He}\ (2^3S_1) + \mathrm{Ne}\ (1p) &\rightarrow \mathrm{He}\ (1S) + \mathrm{Ne}\ (2s) + \Delta E. \end{aligned} \tag{16}$$

În urma acestor procese se obține o puternică inversie de populație între nivelele $2S$ și $2p$, $3S$ și $3p$, $3S$ și $2p$ care duc la efect laser pe liniile amintite.

Din punct de vedere constructiv, laserii cu He-Ne se compun din tuburi de descărcare cu lungimi de la 10 cm la 1 m și diametru interior de ordinul milimetrilor. Presiunea optimă p depinde de diametrul tubului d prin relația

$$p \cdot d \sim 3 \text{ torr} * \text{mm} \tag{17}$$

Scanned with OKEN Scanner

și exprimă de fapt condiția ca plasma descărcării să fie la parametrii optimi.

Raportul presiunilor parțiale este

$$\frac{p_{Ne}}{p_{He}} = 1/5 \ldots 1/10 \qquad (18)$$

și variază ușor în funcție de linia aleasă. Excitarea tubului de descărcare se face într-o descărcare cu electrozi de tip luminiscent. Puterea acestui laser pe linia roșie, cea mai utilizată, este între 0,1 ... 20 mW depinzînd de tipul de laser și de aplicația dorită. Familiile laserilor cu He-Ne au o mare însemnătate practică prin finețea spectrală, coerență, stabilitate, directivitate.

În momentul de față se cunosc o sumă de atomi în al căror spectru de ioni (o dată sau de mai multe ori ionizat) s-au obținut tranziții laser. Laserul ionic cel mai folosit este cel în argon. Spre deosebire de ceilalți laseri cu gaz, acest laser nu funcționează în regim de descărcare luminiscentă, ci în regim de arc continuu de joasă presiune. Aceasta datorită faptului că producerea unei ionizări puternice, de mare populație, necesită ca în descărcare să treacă un curent relativ ridicat de ordinul zecilor de amperi. Realizarea acestor laseri este dificilă tocmai din această cauză a creării și a menținerii unui arc stabilizat. Laserul cu argon ionizat produce linii intense în regiunea violet-albastru-verde a spectrului, liniile 4880Å și 5145 Å fiind cele mai intense.

Finețea spectrală a laserilor ionici este cu un ordin de mărime mai slabă decît a celui cu He-Ne, în schimb ajunge la puteri de emisie mari 1—100 W. La astfel de puteri, fasciculul focalizat poate fi folosit la microuzinaje, cum ar fi perforarea wolframului cu găuri cu diametrul sub 1μ.

Datorită faptului că lungimea de undă a laserului cu argon este cam de 20 de ori mai mică decît a laserului cu CO_2 și 2.5 ori mai mică decît a celui cu neodim, argonul permite obținerea celor mai fine pete focale. Din această cauză, cînd aplicațiile cer perforări sau alte termouzinaje deosebit de fine (de ordinul micronului) laserul cu argon se impune. De asemenea lungimea de undă a acestuia face ca radiația lui să poată trece prin medii care ar absorbi radiația infraroșie a altor laseri. De aici, de exemplu, aplicațiile laserului cu Ar^+ în oftalmologie: cristalinul și lichidul intraglobular sînt transparente, radiația însă este absorbită de retină, în particular de zonele cu hemoragii care au deci tocmai culoarea roșie, complementară laserului, și care deci prezintă un maxim de absorbție.

Laserul cu argon își mai găsește aplicații și în spectroscopia Raman, în biologie, în radiochimie, iar un laser de putere medie (~ 10 W) a fost realizat în Secția Laser (IFTAR).

2.2.2. **Laserul cu bioxid de carbon în regim continuu.** Efectul laser s-a obținut și în gaze moleculare, cel mai utilizat dintre acestea este laserul cu bioxid de carbon care funcționează într-un amestec gazos de CO_2, N_2 și He.

Laserul cu CO_2, descoperit în 1964 de către C.K.N. Patel, a căpătat o deosebită importanță atît în cercetarea științifică cît și în aplicații practice, datorită nivelelor foarte mari de energie/putere pe care le poate atinge. Avînd în vedere că, în particular, în uzinajul și tratamentele termice laserul cu CO_2 este laserul cel mai folosit, vom începe prin a-i descrie modul de funcționare și apoi tipurile în care este construit; pentru detalii

suplimentare în ce privește mecanismul fizic recomandăm bibliografia selectivă de la sfîrșitul cărții.

Pentru a înțelege modul de funcționare al acestui laser trebuie să pornim de la a înțelege care sînt nivelele între care are loc efectul laser.

La atomi spectrul de energie este dat doar de starea în care se află electronii. La molecule lucrurile se complică deoarece deformarea unei molecule (de exemplu prin îndepărtarea atomilor componenți) implică de asemenea o variație de energie. Aceasta duce la așa-numitul spectru vibrațional al moleculei. Energiile implicate de tranzițiile vibraționale sînt, în comparație cu cele electronice ale nivelelor de interes, mult mai mari, ceea ce face ca spectrul vibrațional să cadă în infraroșu.

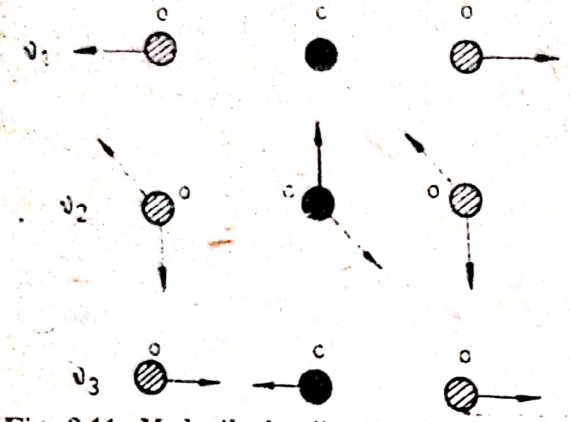


Fig. 2.11. Modurile de vibrație ale moleculei de CO_2 în starea fundamentală.

Figura 11 arată cele trei moduri posibile de vibrație ale moleculei de CO_2 aflată în starea electronică fundamentală. Fiecare dintre aceste moduri de vibrație se cuantifică, adică li se atribuie un spectru discret de energie.

În figura 12 este redată schema de nivele de interes în cazul laserului cu CO_2 care este o moleculă cu trei atomi. Notația nivelelor de vibrație se face sub forma $v_1 v_2^l v_3$, notațiile sînt specificate concret în figură. Tranzițiile laser cele mai intense au loc între nivelele $00^0 1 - 10^0 0$ și $00^0 1$ și $02^0 0$ respectiv în benzile de lungimi de undă de la 9,6 μm și 10,6 μm din infraroșu. În afara spectrului de vibrație o moleculă se poate roti și în jurul unui ax iar aceasta duce la o energie suplimentară, la energia de rotație care, la rîndul ei, trebuie cuantificată și formează astfel spectrul de rotație moleculară, nivelele de rotație însă sînt mult mai apropiate decît cele vibraționale. Din acest motiv am folosit expresia de „bandă" și nu de linie deoarece un nivel de vibrație conține o serie de subnivele rotaționale iar, în mod corect, tranziția se realizează între nivelele de rotație-vibrație superioare și cele corespunzătoare inferioare. Din această cauză, dacă nu se iau precauții speciale, laserul emite simultan mai multe lungimi de undă centrate în jurul valorilor indicate.

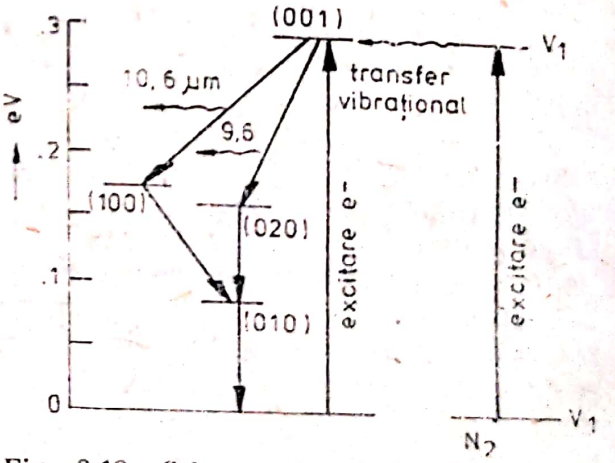


Fig. 2.12. Schema de nivele și tranzițiile de interes pentru laserul cu $CO_2 : N_2 : He$.

În aplicațiile legate de putere, rezoluția vibrorotațională nu interesează, de asemenea banda pe care este emisă energia cea mai mare este cea de la 10,6 μm, de aceea vom vorbi în continuare numai de această lungime de undă.

Scanned with OKEN Scanner

Odată clarificat aspectul spectral al moleculei de CO_2 și specificată tranziția responsabilă de efectul laser, trebuie lămurit în continuare mecanismul de realizare al inversiei de populație respectiv motivul pentru care nivelul laser superior (00°1) ajunge să fie mai populat decît nivelul laser inferior (10°C). După cum vom vedea îndată, responsabile de realizarea inversiei sînt două mecanisme întîmplător exact aceleași ca și la laserul cu He-Ne.

În primul rînd, după cum am amintit, laserul CO_2, cel puțin în varianta de bază, lucrează într-un amestec gazos de bioxid de carbon, azot și heliu cu presiunile parțiale aflate în raportul $CO_2 : N_2 : He = 1 : 1 : 8$ și la presiunea totală de 15 ... 20 torr. Energia este introdusă în mediu tot cu ajutorul unei descărcări luminescente și montajul, în linii mari, este de asemenea cel redat de figura 9. Electronii liberi din această descărcare pot excita direct nivelul laser superior: $CO_2\ (00°0) + e^* \rightarrow CO_2\ (00°1) + e$.

În acest proces, este suficient ca electronii să aibă o energie joasă de aproximativ 3 eV. Electronii cu energii mai mari însă sînt și ei folositori căci pot excita nivelele vibraționale superioare de tipul (00°i) a căror populație, pînă în cele din urmă, se adună tot pe nivelul 00°1. După cum vedem energia medie a electronilor care favorizează inversia este mult mai scăzută decît cea corespunzătoare laserului cu He-Ne și care se situa pe la 20 eV. Teoria descărcării electrice în gaze arată că pentru un amestec de gaze dat, electronii ajung la temperaturi cu atît mai mari cu cît diametrul tubului este mai subțire și presiunea mai mică. Aceasta explică de ce laserii cu He-Ne se realizează în tuburi subțiri ($\sim 2-3$ mm) și la presiuni de ordinul torrului și în schimb pentru laserul cu CO_2, diametrul poate crește uzual între 15—30 mm (și mai mult) iar presiunea este de ordinul 10 torr. Creșterea diametrului tubului și a presiunii înseamnă însă și o creștere importantă a curentului descărcării care ajunge la 10 ... 100 mA ceea ce duce la o creere importantă de căldură. De aici necesitatea ca acești laseri să funcționeze de obicei într-o incintă răcită cu apă. De aici și importanța heliului, gaz cu cea mai bună conductibilitate termică, care duce căldura eliberată în descărcare la pereții tubului. Dar, pe de altă parte, mărirea secțiunii și mărirea presiunii înseamnă tocmai o puternică creștere a numărului de molecule ce pot participa la inversie, acest fapt, împreună cu randamentul ridicat și lungimea de undă avantajoasă stau la baza puterilor ridicate care se pot obține cu laserul cu CO_2. Constructiv, aceasta arată că există o presiune optimă și un curent optim pentru care se obține un maxim de putere. Putem varia deci puterea prin modificarea unuia din acești parametri. Cum presiunea este mai greu de controlat, iar la laserii închiși este imposibil de variat, rămîne doar modificarea curentului. Evident, nu vom micșora efectul laser prin creșterea curentului căci, pe lîngă faptul că am micșora randamentul, am disipa mai multă energie pe electrozi ceea ce ar duce la stricarea lor, în același timp s-ar degrada și amestecul $\left(\text{de exemplu molecula de } CO_2 \text{ s-ar disocia în } CO + \frac{1}{2}O_2\right)$. Rămîne deci variația puterii prin scăderea curentului, dar nici aceasta nu se poate face în limite mari deoarece la curenți mici descărcarea electrică se întrerupe. Orientativ, prin scăderea intensității descărcării se poate varia răspunsul laser în raportul $1 - 1/2$. Evident, intensitatea fasciculului laser se mai poate modifica și cu ajutorul unor elemente optic absorbante introduse în fascicul: acestea însă pe lîngă că se deteriorează

Scanned with OKEN Scanner

cu timpul, micșorează randamentul instalației. Concluzia la cele discutate pînă acum este că trebuie ca totdeauna să avem un laser special făcut să lucreze cît mai apropiat de puterea de care avem efectiv nevoie și aceasta explică de altfel, după cum vom vedea, de ce clasa laserilor cu CO_2 a fost realizată într-o gamă așa variată, iar într-un paragraf ulterior se vor specifica tipurile de aplicații caracteristice ale laserilor realizați în secția Laseri.

Să revenim la cel de-al doilea proces care duce la formarea inversiei și anume la cel legat de prezența azotului. După cum se constată din figura 12, primul nivel vibrațional al azotului N_2 ($v = 1$) se află în vecinătatea nivelului laser superior CO_2 (00°1). Molecula de azot avînd doar 2 atomi, nu are decît un singur set de nivele de vibrație (și nu trei ca la CO_2). Dar în descărcarea în gaz primul nivel vibrațional al azotului ajunge să fie foarte populat. Motivul este că multe nivele ajung, ca urmare a unei serii de tranziții, să populeze, în final, acest nivel. Vom rezuma acest proces astfel

$$N_2\,(v = 0) + e \rightarrow N_2^* + e \rightarrow N_2(v = 1) + e. \qquad (19)$$

Urmează cel de-al doilea pas : o moleculă de pe nivelul fundamental de CO_2 ciocnește o moleculă excitată $N_2(v = 1)$ și în final se produce, ca urmare a acestui proces de ciocnire de „speța a II-a", un transfer de excitație rezumat de relația

$$CO_2(00°0) + N_2(v = 1) \rightarrow CO_2(00°1) + N_2(v = 0) \qquad (20)$$

care înseamnă de fapt un mijloc de populare suplimentar al nivelului laser superior. Aceasta explică prezența în amestec a azotului, rolul acestuia este similar cu al heliului în laserul cu heliu neon. Experimental se constată că raportul optim $CO_2 : N_2$ este aproximativ de 1 : 1 și nu este foarte critic. Remarcăm că această interacție prin transfer de excitație este mecanismul de pompaj dominant.

Rămîne să spunem și cîteva cuvinte despre rolul heliului. Acesta nu contribuie direct la realizarea inversiei însă are un rol important în menținerea unei descărcări electrice stabile, uniforme. În afară de aceasta, prin conductibilitatea termică pe care o are face ca temperatura gazului, în interiorul tubului de descărcare, să fie coborîtă, transportînd execesul de căldură degajat spre pereții tubului de unde este preluat de învelișul răcit cu apă. Necesitatea ca laserul să fie răcit poate fi înțeleasă imediat dacă observăm că depopularea nivelului laser inferior (10°0) se face printr-o tranziție intermediară la nivelul (01^10). Dar acest nivel este relativ apropiat de nivelul fundamental (00°0). După cum am văzut, pentru o temperatură dată raportul populațiilor este dat de relația lui Boltzmann (1) care în cazul de față ne arată că populația nivelului (01^10) crește de mai multe zeci de ori dacă temperatura amestecului de gaze trece de la 40°C la 90°C. Dar popularea nivelului (01^10) va duce prin același proces de termalizare la popularea nivelului (10°0) ceea ce va face ca inversia de populație să scadă foarte mult. Vedem deci că temperatura amestecului este critică pentru buna funcționare a laserului și la răcirea lui contribuie în mod esențial heliul. În afară de aceasta, în mod suplimetar, heliul dezexcită prin ciocniri de speța a II-a, atomii aflați atît pe nivelul (02°0) cît și pe (010). În acest proces energia vibrațională a moleculei se transformă în energie de mișcare translațională a heliului.

Acestea sînt, expuse foarte pe scurt, procesele fizice care duc la realizarea laserului CO_2-N_2-He. În practică, însă, în special în cazul lase-

Scanned with OKEN Scanner

rilor închiși se mai introduc și alte gaze în cantități mult mai mici cum ar fi urme de vapori de apă sau de xenon. În esență rolul acestor „impurități" gazoase este acela de a face ca timpul de viață, de emisie normală, a laserului închis să fie cît mai lungă și la o putere cît mai constantă. Vom revedea, pe scurt, rolul acestor aditivi.

Molecula de CO_2 are o energie de disociere mică de 5,5 eV iar în descărcarea electrică luminiscentă se găsesc suficienți electroni care au o energie superioară acestei valori astfel încît molecula să fie disociată conform relației :

$$CO_2 + e \rightarrow CO + O + e \qquad (21)$$

adică se obține oxid de carbon (care este o moleculă mult mai stabilă) și oxigen. Acest proces duce la scăderea efectului laser nu numai prin micșorarea presiunii parțiale a CO_2 dar oxigenul are un efect opus apariției inversiei. Într-adevăr, primul nivel de vibrație al oxigenului O_2 ($v = 1$) se află în vecinătatea termică a nivelului (01^10) și va popula, prin transfer de excitație, acest nivel. Dar, după cum am văzut mai sus, popularea lui (01^10) inhibă puternic radiația laser.

Introducerea vaporilor de apă (la o presiune parțială de $\sim$ 0,2 torr) ajută la reformarea bioxidului de carbon și la dispariția oxigenului prin reacțiile :

$$\begin{aligned} H_2O + e &\rightarrow OH + e \qquad (22)\\ CO + OH &\rightarrow CO_2H\\ 2H + O &\rightarrow H_2O \end{aligned}$$

În prima reacție apa este disociată în hidroxil și hidrogen iar în cea de a doua reacție de hidroxidul și oxidul de carbon realizează o reacție exotermă cu reformarea bioxidului de carbon. În fine, hidrogenul liber format reacționează cu oxigenul reformînd apa. În felul acesta are un rol catalitic de reconstituire a bioxidului de carbon degradat în descărcare în oxid de carbon și oxigen. Există, de asemenea, la presiuni scăzute o interacție favorabilă între nivelele vibraționale ale apei și cele ale CO_2.

În fine, xenonul introdus la o presiune parțială de $\sim$1 torr scade temperatura electronilor permițînd un curent mai puternic al descărcării cu electroni cu energii mai apropiate de energia optimă, de excitare a nivelului superior laser. În felul acesta Xe, reducînd temperatura plasmei, micșorează efectele de disociere amintite și ajută la lungirea vieții de funcționare a laserilor închiși.

2.2.3. Laserul cu bioxid de carbon în regim pulsat. Modul de funcționare al laserului cu bioxid de carbon descris mai sus este specific regimului continuu sau unor regimuri care se întrerup într-un timp mai îndelungat decît timpii necesari realizării mecanismelor descrise, mai lungi să zicem orientativ de 10^{-3} secunde. Astfel un laser cu bioxid de carbon poate funcționa și în regim de curent alternativ la frecvența rețelei sau în curent redresat dar nefiltrat. Deși, evident, emisia laser nu este continuă, mecanismul rămîne în esență cel expus mai sus (uneori o astfel de emisie mai este denumită și cvasicontinuă și este de fapt modul de funcționare tipic al laserilor folosiți în uzinajele termice).

Cu laserul cu CO_2 s-au realizat și montaje de tip Q-switch absolut similare celor cu corp solid, respectiv în cavitatea rezonantă s-a introdus

un comutator optic rapid. În felul acesta emisia continuă s-a transformat într-o emisie de pulsuri de tip puls gigant. *Q*-switchul laserilor cu CO_2 însă are mai multă importanță de principiu, regimul pulsat cu pulsuri de mare putere se obține altfel, în laserii denumiți CO_2-TEA. Inițialele TEA provin de la faptul că descărcarea electrică se face transversal pe direcția fasciculului și că presiunea gazului este egală cu cea atmosferică.

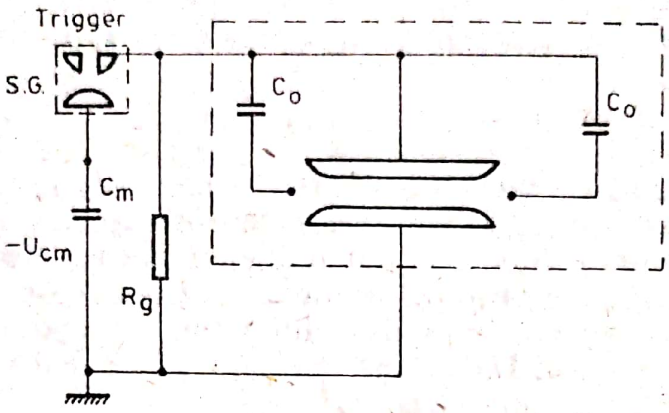


Fig. 2.13. Schema laserului CO_2-TEA în configurația Pearson-Lamberton.

Schematic, un asemenea laser este arătat în figura 13. Descărcarea are loc între electrozii E_1 și E_2 iar energia descărcării este înmagazinată în condensatorul C_1 aflat inițial la tensiunea V_1. Pentru o distanță de ~ 2 cm între electrozi, $V_1 \sim 40$ kV cu $C_1 = 50$ nF înseamnă o energie înmagazinată de 40 J. Spațiul este umplut cu amestecul obținut al laserilor cu bioxid de carbon, adică $CO_2/N_2/He = 1/1/7$ dar la presiunea atmosferică. În momentul în care se aplică între electrozi un puls de triggerare pornește o descărcare în arc. Aici intervine întreaga complicație a acestor laseri, descărcarea tinde să se producă între două puncte vecine de pe electrozi, de exemplu între punctele cele mai apropiate, sau acolo unde există o asperitate sau un vîrf și cîmpul inițial este mai mare. Or, tocmai acest lucru trebuie împiedicat, trebuie să se realizeze o descărcare în volum, cît mai uniformă atît transversal cît și de-a lungul electrozilor. Pentru aceasta se iau o serie de precauții cum ar fi :

1. Electrozii cît mai paraleli.

2. Suprafața electrozilor prelucrați astfel încît să nu prezinte asperități și forma de ansamblu să permită un cîmp cît mai uniform. În acest scop, sînt evitate muchiile, în dreptul descărcării folosindu-se un profil special (profilul Chang — derivat din vechiul profil Rogowsky).

3. Realizarea unei predescărcări care să creeze un strat uniform de sarcini pe catod de pe care să plece descărcarea. Există mai multe soluții constructive. Pentru laserii de energii mici și medii (<10J/puls) una din soluțiile cele mai folosite este cea datorată lui Lamberton și Pearson care constă din introducerea în cavitate a două fire subțiri ($\sim 0{,}05$ mm) de wolfram, legate printr-o capacitate mică la anod. Însuși pulsul de triggerizare, aplicat pe spark-gapul *S* cît și începutul pulsului de putere duc la apariția acelei predescărcări slabe, între fire și catod.

4. Realizarea unui montaj cît mai lipsit de inducție magnetică, adică practic fire cît mai scurte și mai groase pe traiectul condensator C_1-anod ; catod-pămînt. Lungirea pulsului de pompaj, adică de descărcare a condensatorului C_1, duce întotdeauna la apariția arcurilor locale, adică la descărcări în care nu are loc efectul laser.

Scanned with OKEN Scanner

5. Adăugarea unor aditivi organici care printr-un mecanism complex duce la uniformizarea descărcării. Se foloseşte de obicei xilena introdusă la presiunea de vapori a ei la temperatura camerei (~ 1 torr).

Există şi alte procedee de realizare a unei descărcări uniforme cum ar fi folosirea unui tun electronic care preionizează mediul (fig. 14). Această soluţie este adaptată pentru pulsurile de mare energie (de peste 100 J).

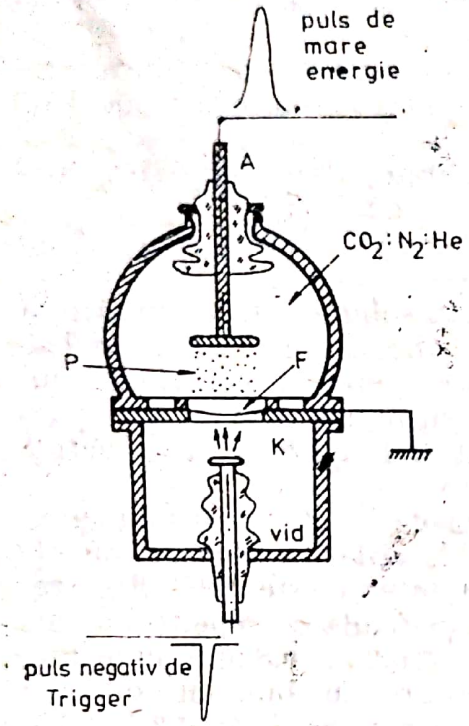


Fig. 2.14. Schema laserului CO_2-TEA cu tun electronic. *K*, catod ; *A*, anod ; *F*, folie de titan transparente la electroni, rezistenţă la vid ; *P*, plasma în care se produce efectul laser.

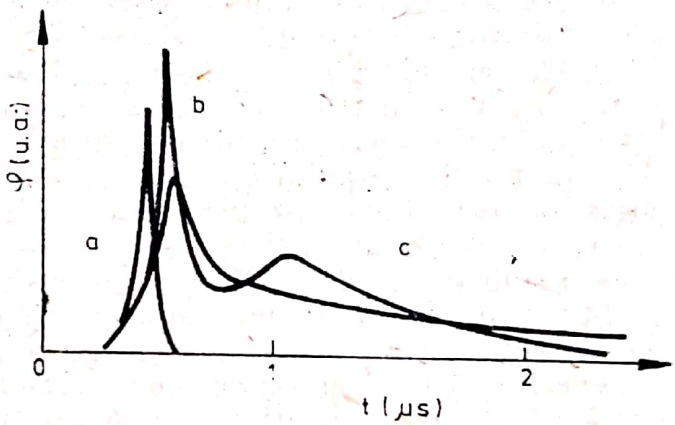


Fig. 2.15. Forma tipică a pulsurilor CO^7-TEA : *a* în amestec CO^7-He 1 : 10 ; *b*, în amestec 1 :

Ce este comun însă pulsurilor CO_2-TEA este distribuţia în timp a puterii, redată în figura 15. Ea variază între curba (*a*) şi (*b*). În cazul (*a*) avem de-a face cu o descărcare într-un amestec în care azotul lipseşte, pulsul de energie mai mică are însă o lungime mică de aproximativ 100 ns. Odată cu adăugarea de azot lungimea pulsurilor creşte, apare chiar un al doilea maxim secundar. Primul maxim are ~ 500 ns în timp ce întregul puls se poate întinde pe cîteva microsecunde.

Această posibilitate de a ajusta doar din amestec, deci relativ, durata (ca şi energia pulsurilor) poate fi folosită în aplicaţiile termice, de exemplu, acolo unde trebuie discernut între un tratament riguros superficial sau un efect mai de profunzime.

2.3. Exemple de laseri folosiţi în aplicaţii termice

În IFTAR, secţia Laseri, s-au dezvoltat, în vederea aplicaţiilor termice, neconvenţionale, următoarele tipuri de laseri : cu corp solid în emisie pulsată (sticlă : Nd, YAG : Nd, rubin), laseri cu CO_2 cu emisie continuă, de putere medie (25—400 W), laseri cu CO_2 cu emisie continuă, de mare putere (0,5—2 kW). Principalele tipuri de prelucrări ce se pot aborda cu aceşti laseri sînt : găurire de mare fineţe (0,01. . . 0,3 mm), sudură prin puncte de mare finețe (0,01. . . 0,1 mm), decupare prin puncte (fracturare controlată) a materialelor ceramice şi semiconductoare, tăiere a materialelor ceramice şi semiconductoare, microevaporări controlate şi a-

Scanned with OKEN Scanner

justări (trimerizări) de componente, tăiere a materialelor izolante sau metalice cu grosimi de 0,5. . . 10 mm, tratamente termice (călire) a pieselor metalice de mari dimensiuni, suduri de table (suprapuse și cap la cap).

Prezentăm în continuare laserii și echipamentele realizate în Secția Laseri (IFTAR).

2.3.1. **Laseri cu corp solid.** Laserii cu corp solid, cel mai mult utilizați sînt cei de sticlă : Nd și cei cu YAG :Nd. Emisia, după cum am văzut, se face în infraroșu la 1,06 μm. Se pot realiza cele trei regimuri de lucru și anume :

— *pulsat relaxat*, laserul emițînd un tren de impulsuri de durată totală de 0,1. . . 1 ms și energie de 0,1. . . 20 J (putere în impuls 1—50 kW, în funcție de dimensiunile mediului activ) ;

— *pulsat declanșat*,laserul emițînd un singur impuls de durată 10...50ns și energie 0,01. . . 0,2 J (putere în impuls 1—20 MW) ;

— *regim continuu* (numai laserul cu YAG : Nd), laserul emițînd un fascicul continuu de putere 1—100 W.

Indiferent de regimul de lucru, un laser cu solid conține : emițătorul laser (cap laser), format din mediul activ, lampa de excitare, incinta reflectantă și oglinzile laser, sursa de alimentare și circuitele de comandă și instalația de răcire a capului laser. Tipul și dimensiunile mediului activ determină performanțele laserului. S-au utilizat trei tipuri de medii active cu următoarele caracteristici :

— sticlă silicatică cu Nd, cu dimensiuni de la ∅6×100 mm pînă la ∅ 14× 200 mm. Randamentul energetic al laserilor cu acest tip de sticlă este de 0,2. . . 0,5 %, regimul de lucru de preferință este cel pulsat relaxat, energia maximă emisă este de 10. . . 20J, perioada de repetiție a impulsurilor 3. . .10 s. Aplicații tipice : găuriri de ∅0,2 . . . 0,8 mm, în metale dure și greu fuzibile, în rubine, safire, ceramici greu fuzibile, cu adîncime de pătrundere pînă la 3 . . . 4 mm, suduri prin puncte, ∅ 0,2 . . . 0,5, adîncime 0,1. . . 0,3 mm :

— sticlă fosfatică cu Nd cu dimensiuni de ∅ 5 . . . 6×80 mm. Randamentul energetic este foarte bun, de 2. . . 3 %, regim de lucru pulsat relaxat, sau declanșat, energia maximă emisă 1. . .3 J (relaxat), frecvența de repetiție mare (1 . . . 10 Hz). Aplicații tipice : găuriri de mare finețe (∅ 0,1 . . . 0,2 mm), tăieri de plachete ceramice sau semiconductoare, suduri fine prin puncte, trimerizări (ajustări de valori) de componente electronice.

— YAG :Nd cu dimensiuni de ∅ 3 × 50 mm pînă la ∅ 6× 80 mm. Randamentul energetic este de circa 1% (regim relaxat) ; se poate utiliza în oricare din cele trei regimuri amintite. În regim relaxat se obțin energii de 0,1. . . 0,5 J, cu frecvențe de repetiție de 1. . . 25 Hz. În regim declanșat se obțin energii de 0,1. . . 0,05 J, cu frecvențe de repetiție de 1 . . . 25 Hz.

Aceste medii active au permis realizarea mai multor tipuri de instalații de microprelucrări și de laseri pentru astfel de aplicații. Tabelul 1 rezumă aceste echipamente, precum și intențiile noastre în viitorul apropiat. În funcție de cerințele industriei, se pot realiza în prezent și alte tipuri de echipamente cu laseri cu solid, care nu sînt prezentate în Tabelul 1.

Indiferent de tipul prelucrării, fasciculul laser trebuie focalizat pe piesa de prelucrat. Este util, de asemenea, ca operatorul să poată urmări pe un monitor TV zona de impact a fasciculului laser pe piesă.

În cadrul secției Laser, s-au realizat mai multe tipuri de instalații de microprelucrări cu sticlă silicatică cu Nd (Laserom 01, în cooperare

Scanned with OKEN Scanner

cu I.C.P.T.C.M. București și Neodim 15, varianta îmbunătățită) de asemenea s-a realizat un laser pentru prelucrări cu sticlă fosfatică, de randament ridicat, gabarit redus și frecvență de repetiție ridicată, SOLAR F-1, care poate fi adaptat la diferite tipuri de aplicații (găuriri fine, tăieri

Tabelul 2.1. Echipamente și tipuri de prelucrări realizate sau în perspectiva apropiată, utilizînd laseri cu solid

Tip de prelucrare	Regim de lucru	Mediu activ	Instalații realizate sau în perspectivă
Găuriri de materiale dure, metalice, semiconductoare, izolatoare (diuze metalice) lagăre cu rubin și safir) de finețe redusă (0,2—0,8) adîncime 4 mm.	Relaxat 10—120 J	Sticlă silicatică : Nd	Laserom 01-ICPTCM, Neodim 15
Suduri de finețe (0,1÷0,3 mm, adîncime de pătrunderer 0,3 mm).	Relaxat 10—120 J	Sticlă silicatică : Nd	Laserom 01
Găuriri fine (0,005—0,2 mm) (filiere din carburi, diamant)	Relaxat 0,01—0,1J	Sticlă YAG : Nd	SOLAR F-1 SY-3; SH-4
Trimerizare de punți tensiometrice (prin evaporare controlată de material)	Relaxat 0,01—0,1J	Sticlă silicatică : Nd	Lasertrim
Tăiere plachete Si 0,3—0,5 mm.	Relaxat 0,2 J și 10 Hz	Sticlă fosfatică : Nd YAG : Nd	model de laborator
Tăiere de materiale metalice 0,5—3 mm.	Continuu 10—100 W	YAG : Nd	IFTAR 1986—1988
Tăiere de materiale ceramice 0,5—3 mm.	Continuu 1—10 W declanșat repetitiv	YAG : Nd	IFTAR 1986—1988
Tratament termic al materialelor semiconductoare (annealing)	Relaxat Declanșat	Sticlă silicatică : Nd Sticlă fosfatică : Nd YAG : Nd	IFTAR 1985—1988
Inscripționare a pieselor metalice	Continuu 10—100 W Declanșat repetitiv	YAG : Nd	IFTAR 1986—1988
Profilare de circuite integrate	Declanșat repetitiv	Sticlă fosfatică :Nd YAG : Nd	IFTAR

de plachete subțiri, trimerizări, suduri fine ș.a.). Instalațiile pot fi prevăzute cu comandă numerică a deplasării piesei de prelucrat (efectuată cu motoare pas cu pas) și cu alte facilități, în funcție de specificul prelucrării (atmosferă controlată, monitor TV ș.a.).

Scanned with OKEN Scanner

Prezentăm în continuare caracteristicile tehnice ale instalațiilor de tip Neodim 15 și SOLAR.

Instalație de microprelucrări Neodim 15

Destinație : microgăuriri și microsuduri;
Tip de laser : sticlă silicată cu Nd;
Regim de lucru : relaxat;
Energie utilă : 10. . . 20 J;
Perioadă de repetiție a impulsurilor : 3÷10 s (reglabil);
Dimensiuni ale găurilor : 0,01. . . 0,8 mm;
Adîncime de găurire : 0,1. . . 4 mm;
Dimensiuni ale sudurilor : 0,1. . . 0,3 mm;
Adîncime de sudură : 0,1. . . 0,3 mm;
Posibilitatea utilizării unei camere TV pentru observat zona prelucrată;
Vizare prin microscop;
Precizie de poziționare : 0,01 mm;
Gabarit : sursa : 1500 × 600 × 600 mm³;
cap laser + accesorii : 1200 × 800 × 600 mm³;
Masa : sursa : 250 kg;
cap laser + accesorii : 80 kg.

Laser pentru microprelucrări tip SOLAR

Destinație : microgăuriri, tăieri de plachete semiconductoare, tăieri de materiale ceramice;
Tip de laser : sticlă fosfatică : Nd; YAG :Nd;
Regim de lucru : relaxat;
Energie utilă : 0,2. . . 1J.
Frecvență de repetiție a impulsurilor : 0,625. . . 25 Hz (reglabil);
Dimensiuni ale găurilor : 0,005. . . 0,2 mm;
Adîncime de găurire : 0,005. . . 0,5 mm;
Posibilitatea utilizării unei camere TV pentru observarea zonei prelucrate;
Vizare prin microscop;
Precizie de poziționare : 0,01 mm;
Gabarit : — sursa : 1000 × 500 × 400 mm³;
— cap laser + accesorii 600 × 150
Masa : — sursa 85 kg;
— cap laser + accesorii : 15 kg.

Menționăm în încheiere că laserul SOLAR FI este construit în cooperare cu un institut de cercetări al Academiei de Științe a U.R.S.S.

2.3.2. **Laseri cu CO_2, de putere medie.** Posibilitatea de a se obține puteri de zeci și sute de watti, în regim continuu, precum și randamentul de conversie a energiei electrice, în energie laser, de pînă la 20%, au făcut ca laserul cu CO_2 să devină, la scurt timp de la apariție foarte interesant pentru domeniul prelucrării materialelor.

În ceea ce privește puterea maximă emisă de laserii cu CO_2, cu descărcarea conținută în tuburi lungi, s-a demonstrat că aceasta este proporțională cu lungimea descărcării electrice și nu depinde de alți parametri ca diametrul tubului, presiunea gazului etc. Valoarea ei se situează între 40—60 W/m.

Scanned with OKEN Scanner

Un ultim aspect pe care-l vom reaminti, în legătură cu funcționarea laserilor cu CO_2, este cel al evoluției compoziției chimice a amestecului de gaze. În timpul funcționării în urma ciocnirilor cu electronii, speciile moleculare prezente în descărcarea electrică se disociază ducînd la apariția unor mecanisme chimice foarte complicate. Totuși fenomenul cel mai important îl constituie disocierea moleculei de CO_2 după reacția :

$$CO_2 \rightarrow CO + 1/2\ O_2$$

Reacția este reversibilă, dar nu total. Ca rezultat, proporția CO_2 în amestec scade și cu aceasta și eficiența laserului.

Problema admite două soluții :

a) micșorarea gradului de ireversibilitate al reacției de mai sus ;

b) înlocuirea permanentă a gazului în descărcare.

Aplicarea soluției a), evident preferabilă, a dus la realizarea unor laseri închiși (sealed-off), care funcționează timp de mii de ore fără schimbarea amestecului de gaze. Din nefericire, soluția este apicabilă la laseri cu puteri pînă la 100 W.

Soluția b) deși mai complicată sub aspectul echipamentului tehnic (sursă de gaze, pompă de vid etc.), permite realizarea unor laseri de pînă la 1 kW. Peste această putere, lungimea rezonatorului optic devine excesivă și se preferă soluția laserului cu transport de gaz prezentată în capitolul următor.

Cele expuse acum constituie și un sistem de referință pentru situarea realizărilor obținute în acest domeniu, în cadrul secției Laseri.

Mai întîi, în domeniul de jos al puterilor, se situează familia de laseri închiși care cuprinde laseri avînd puteri de ieșire de 25, 35, respectiv 100 W.

Tipul laser are, constructiv, aceeași formă pentru toate tipurile, diferența esențială constînd în lungimea sa.

În figura 16 se prezintă în secțiune un tub de laser închis. Întreaga construcție este realizată din sticlă temorezistentă, tip Pyrex și se compune din 3 tuburi concentrice. Tubul interior *1* adăpostește descărcarea electrică care se produce între anodul central *A* și cei doi catozi *Ka* și *Kb*.

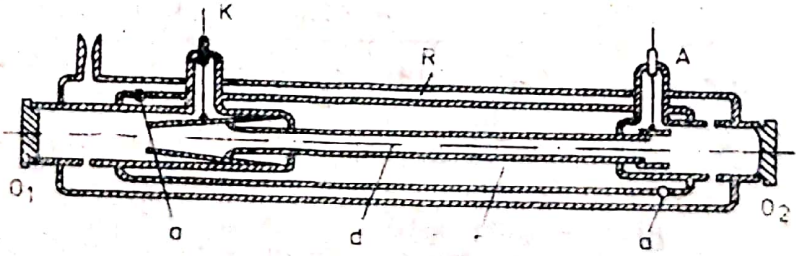


Fig. 2.16. Aspectul tubului unui laser închis cu CO_2 : *K*, catod ; *A*, anod, *R*, rezervor de gaz ; *r*, tub de răcire cu circulație de apă ; *d*, tub descărcare ; *a*, intrare, ieșire apă ; O_1 oglinda de ieșire.

Tubul de descărcare este răcit cu apă care pătrunde prin oliva O_1, străbate spațiul între tubul *1* și tubul *2* și iese prin oliva O_2. Spațiul dintre tubul *2* și tubul *3* constituie rezervorul tampon de gaz care se află în comunicație cu tubul de descărcare prin găurile practicate în secțiunile terminale *4a* și *4b* ale tubului central și serpentina *9*. În timpul funcționării se produce o circulație lentă de gaz între tubul de descărcare și volumul tampon.

Scanned with OKEN Scanner

Rezonatorul optic este format din oglinda de capăt 7, din cuarț acoperită cu aur și din oglinda de cuplaj 6 din germaniu, care are o transmisie de 15. . . 20%. Oglinzile sînt lipite pe tubul laser, alinierea lor făcîndu-se la fabricarea tubului.

Fasciculul de ieșire al acestor laseri are o structură TEM_{00} cu o divergență mai mică de 5 mrad. Timpul de viață, considerat ca timpul în care puterea emisă scade la 50% din valoarea inițială, este de circa 2 000 ore.

Vom da în continuare aplicații realizate și potențiale ale acestor laseri.

Laseri de 25 și 35W sînt folosiți pentru tăierea suportului de alumină sinterizată al rezistențelor cu peliculă metalică în producția curentă. Laserul de 35 W intră în componența unui bisturiu laser cu CO_2, destinat utilizării în chirurgia generală, neurochirurgie, O.R.L. etc. Laseri de 100 W se utilizează pentru fabricarea unor termistori de mare sensibilitate și pentru tragerea de fibre optice din baghete de sticlă.

Operații posibil a fi realizate cu acești laseri sînt tăierea de materiale diverse ca : table subțiri, lemn, hîrtie, materiale plastice, ceramică, sticlă, textile, piele naturală și artificială etc., diverse prelucrări prin încălzire, topire sau vaporizare, pe zone reduse și bine controlate.

După cum s-a spus mai sus, realizarea de laseri închiși, peste 100 W, este dificilă preferîndu-se laseri cu curgere continuă a gazului.

În cadrul acestui tip se înscrie laserul cu CO_2, de 400 W, prevăzut să echipeze instalația de debitări care se realizează prin cooperare între I.F.T.A.R. și I.C.P.T.C.M.

Laserul este deci cu curgere, respectiv este alimentat permanent și evacuat cu o pompă de vid. Descărcarea electrică este cuprinsă în 4 tuburi paralele și apare între un anod central și doi catozi situați la extremitățile tubului. Lungimea totală a mediului activ (descărcării) este de circa 8 m.

Fasciculul laser este trecut dintr-un tub în altul, cu ajutorul a cîte 2 oglinzi așezate la 45° față de axul tubului. Rezonatorul optic este constituit din oglinda de capăt și oglinda de cuplaj O_8, respectiv O_1, figura 17.

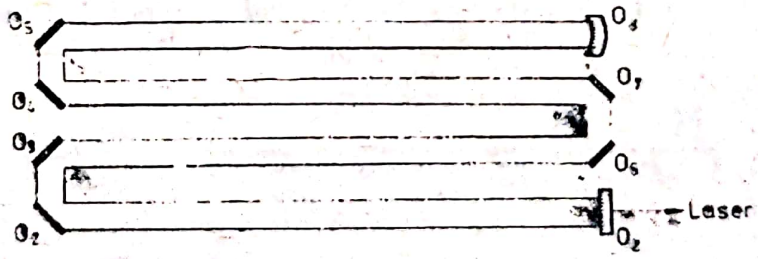


Fig. 2.17. Principiul de construcție al unui „laser împăturit" cu patru tronsoane de putere totală 400W.

Dispunerea mediului activ laser în 4 tuburi paralele prezintă avantajul realizării unei structuri mecanice stabile și compacte.

În afara scopului inițial pentru care a fost realizat (respectiv echiparea unei instalații de debitare), aplicațiile posibile pentru acest laser cuprind operații ca : sudura de table cu grosimi de pînă la circa 1 mm, tratamente termice de durificare, tăierea de materiale diverse etc.

Dorim să subliniem, în încheierea acestui capitol că, de cele mai multe ori, utilizarea laserului pentru rezolvarea unei probleme comportă parti-

Scanned with OKEN Scanner

cularităţi specifice, care fac necesară cooperarea strînsă între producătorul şi beneficiarul laserului.

2.3.3. Laseri cu CO_2 de mare putere, cu transport de gaz şi folosirea lor în prelucrări neconvenţionale. În general laserii cu CO_2 de tip convenţional au o putere maximă de (500...600) W. Depăşirea acestei limite de putere ar duce la depăşirea exagerată a gabaritului, ceea ce i-ar face foarte greu utilizabili, din punct de vedere practic. Pentru puteri mai mari ca 500 W, se folosesc laseri cu CO_2 cu transport de gaz. Acest tip de laseri se caracterizează printr-un volum relativ mic (de ordinul m^3) şi putere laser mare (uzual pînă la 10 kW). Principiul de funcţionare este ilustrat în figura 18.

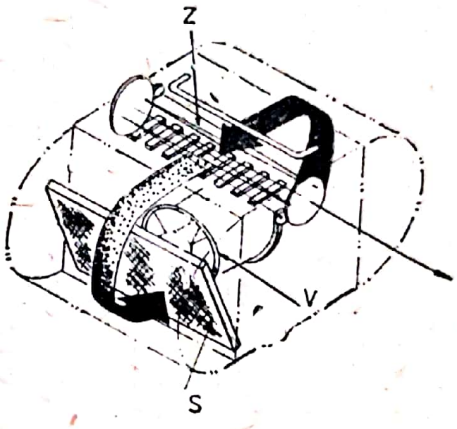


Fig. 2.18. Reprezentarea schematică a laserului cu transport de gaz: *S*, schimbător de căldură; *V* ventilator; *Z*, zona descărcării electrice.

Instalaţia se compune, în principiu, dintr-o incintă tip tunel aerodinamic, în care se amplasează sistemul de electrozi, un ventilator de debit mare şi un schimbător de căldură.

Amestecul de gaze CO_2—N_2—He traversează descărcarea electrică cu o viteză de (20...40) m/s şi apoi este răcit în schimbătorul de căldură. Pe acest principiu s-au construit laseri industriali de diferite puteri, acoperind o gamă între 1 şi 10 kW. Enumerăm caracteristicile principale ale unui laser industrial de putere 2 kW:

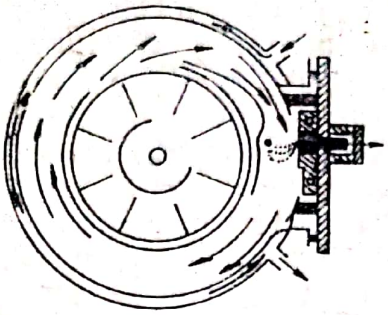
Masă: 2000 kg;
Gabarit: 1,8 × 1,5 × 1,5 m^3;
Putere instalată de la reţea: 40 kW;
Stabilitate a puterii laser: ± 5%.

Considerăm că volumul şi greutatea, mari, ale acestor laseri (precum şi preţul) constituie un inconvenient în folosirea lor industrială pe scară largă, în IFTAR — secţia Laseri, s-a dezvoltat un tip de laser cu transport de gaz, de volum şi greutate reduse. Schema de principiu este prezentată în figura 19. În figură este arătată imaginea de ansamblu a acestui laser, cuprins într-o instalaţie de tăiere cu laser. Dimensiunile de gabarit ale laserului sînt: diametru: 500 mm; lungime: 1600 mm; masa aproximativ: 150 kg. Puterea laser este de 1 100 W, iar fasciculul laser multimod, cu o secţiune de 28 × 22 mm^2. Sursa de alimentare electrică serveşte şi ca suport al laserului obţinîndu-se astfel o suprafaţă ocupată de valoare minimă.

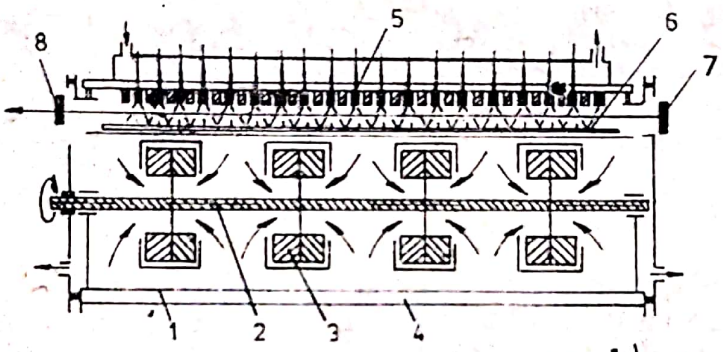
De menţionat că, la aceste modele noi de laser cu transport de gaz, circulaţia rapidă a amestecului de gaze nu se mai face într-un tunel aerodinamic, ci de-a lungul circumferinţei unui cilindru metalic lung (fig. 19). Amestecul de gaze este antrenat de către un sistem de ventilatoare montate pe un ax central (fig. 19).

Scanned with OKEN Scanner

Răcirea amestecului de gaze se face la pereții cilindrului metalic și prin intermediul unor schimbători de căldură amplasați de-a lungul cilindrului laser. Descărcarea electrică este de tip transversal și este paralelă cu generatoarea cilindrului.



a)



b)

Fig. 2.19. a) Secțiune transversală prin laserul CO_2 cu transport de gaz cu geometrie compactă ; b) Secțiune longitudinală ; *1*, cilindru metalic exterior ; *2*, axul rotativ ; *3*, ventilator ; *4*, schimbătoare de căldură ; *5*, ansamblu anod ; *6*, a catod ; *7*, oglindă ; *8*, fereastră de ieșire.

Viteza de rotație a ventilatoarelor este de 2500 rot/min.

În continuare, prezentăm unele rezultate experimentale referitoare la prelucrări neconvenționale obținute cu acest laser. S-au realizat tăieri pe țevi din oțel inoxidabil, cu grosimea peretelui între 1,5 și 5 mm. Pentru 1,6 mm grosime s-a obținut o viteză de tăiere de 5 cm/s, la o putere de 700 W, iar pentru 5 mm grosime aproximativ 1 cm/s, la aceeași putere.

Cu instalația descrisă mai sus de asemenea au fost investigate caracteristicile de tratament termic ale următoarelor mărci de oțeluri : 34 Mo Cr Ni 15, OLC 45 și OLC 60. S-a observat că la aceeași putere laser, adîncimea de tratament termic este mai mare în cazul oțelului carbon, decît în cazul celui aliat. Grosimea stratului călit este limitată de apariția zonelor de topire la suprafața piesei. Astfel s-au obținut durități de peste 800 HV_0, în cazul oțelului OLC 60. Pentru cele 3 oțeluri prezentate, duritatea crește cu procentul de carbon al fiecărei mărci de oțel.

Avantajul tratamentului termic cu laser constă în următoarele : nu mai este nevoie de rectificare după călire, deformarea practic este minimă, nu este nevoie de lichid de răcire, se pot căli suprafețe cu geometrii complicate, sau numai anumite porțiuni de suprafață, procesul

Scanned with OKEN Scanner

poate fi automatizat, este o tehnologie de mare productivitate ; amănuntele însă sînt lăsate pentru capitolul VI.

În încheiere, menționăm că — în funcție de solicitările concrete ale industriei, în viitorul apropiat se vor putea mări puterile maxime ale acestor laseri realizînd o tipizare după putere a lor în gamele : 1 kW, 2,5 kW, 5 kW. Aceasta va permite o diversificare a aplicațiilor în prelucrări neconvenționale așa cum va reieși și din capitolul VI.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul III

Componente, accesorii și întreținere

Paralel cu evoluția laserilor s-au dezvoltat și tehnologii ale diferitelor componente și accesorii pentru o folosire cît mai eficientă în condițiile de continuă diversificare a aplicațiilor. Astfel, au apărut noi tipuri de sticlă care să reziste la densități mari de putere, noi materiale pentru infraroșu, s-a perfecționat tehnica depunerii de multistraturi pentru oglinzi, au apărut noi tipuri de flash-uri, de comutatori optici pentru obținerea de pulsuri gigante. Să enumerăm de asemenea modulatorii optici, polarizorii, divizorii de fascicul și, nu în ultimul rînd, sursele de alimentare cît mai economice și adecvate tipului de laser. Mai trebuie menționată de asemenea apariția unor detectori de putere sau energie cu caracteristici mult deosebite de cele ale detectorilor uzuali în optică, de exemplu cu timpi de răspuns foarte scurt, utilizabili în domenii spectrale extreme, rezistenți la șocuri termice.

Putem spune, în concluzie, că laserul a implicat apariția și dezvoltarea unei întregi game de tehnologii de vîrf. Vom trece în revistă cîteva accesorii și componente necesare laserilor de mare putere care sînt implicate în uzinajele cu laseri. Vom discuta și asupra condițiilor de lucru, de întreținere și asupra riscurilor de deteriorare în raport cu necesitățile de exploatare.

3.1. Componente de sticlă

Sticla intervine în laserii din vizibil, (laserii din u.v. nu sînt laseri folosiți în prelucrări termice) iar materialele optice destinate infraroșului vor fi descrise în § 3.2. Sînt trei situații în care intervine sticla în sistemele laser : în primul rînd ca o componentă a mediului activ, cum ar fi sticla folosită ca gazdă a ionilor de neodim. Apoi sticla ce se află în cavitatea rezonantă cum ar fi prisme, lamele introduse în diferite scopuri, suporturi pentru depunerile dielectrice ale oglinzilor și în fine, sticla folosită în exterior ca divizor de fascicul sau, cel mai adesea, la dispozitivul de focalizare.

Bara din care este construit laserul cu solid este componenta cea mai importantă, cea mai scumpă și greu de procurat. Ne vom referi aici la cele două tipuri de laseri de putere cel cu rubin și cel cu neodim, observînd că, de fapt, la laserul cu rubin nu avem de-a face propriu-zis cu o sticlă, adică cu un mediu amorf, ci cu o rețea cristalină. Pentru cele ce urmează nu această distincție este importantă, ci modul în care aceste bare se pot deteriora.

În primul rînd trebuie știut că tehnologia de preparare a mediilor solide laser este extrem de severă. Orice impuritate, orice centru de absorbție poate deveni, la densitatea de energie din interiorul cavității, o sursă de căldură locală puternică care conduce la distrugerea materialului. Mai mult chiar, micile variații ale indicelui de refracție trebuie să lipsească

Scanned with OKEN Scanner

deoarece acestea sînt echivalente cu mici „lentile" locale care duc la variaţii de densităţi de flux luminos deci la regiuni cu densităţi mai mari decît media. La rîndul lor variaţiile locale de temperatură duc la variaţii ale indicelui de refracţie şi în ultimă instanţă la un proces de autofocalizare a radiaţiei laser. Acest proces este instabil şi duce la defecte de formă filamentară. Perfecta uniformitate a unei bare laser este prima condiţie de calitate iar apariţia unui prim defect este urmat, în lanţ, de apariţia de defecte tot mai mari la densităţi de putere tot mai scăzute.

Cum apariţia defectelor este legată de densitatea de putere $I(\mathrm{W/cm^2})$ din bară, este indicat ca atunci cînd este necesară o anumită energie pe puls, să lucrăm cu pulsuri de durată mai mare.

Pentru sticla de neodim este bine să contăm pe densităţi de putere de 30 $\mathrm{J/cm^2}$ pe $3 \cdot 10^{-8}$ s ($=10^9$ $\mathrm{W/cm^2}$). Atenţie, această valoare este intercavitară, la reflexia R a oglinzii de ieşire fluxul intercavitar I_I este

$$I_I \simeq I_E/(1-R) \qquad (1)$$

unde I_E este fluxul exterior. S-au presupus oglinzi depuse cu straturi dielectrice (de absorbţie neglijabilă). Pentru laserii cu Nd uzuali această intensitate maximă admisă a fasciculului emergent este de 10^8 $\mathrm{W/cm^2}$. Pentru prelucrările termice cu laserul aceasta nu constituie propriu-zis o limitare, de obicei de la astfel de densităţi de putere începe să se pună problema creării de plasmă şi nu a efectelor termice asupra ţintei. Totuşi această limită trebuia precizată pentru a nu se spera ca, pornind de la bare prea subţiri de sticlă, să vrem să obţinem efecte termice rapide pe spoturi extinse.

Pentru rubin este precaut să coborîm nivelul la 10^7 $\mathrm{W/cm^2}$. Observăm că în literatură se citează faptul că energia emisă de un laser cu rubin scade la 30% fie pentru un singur puls de intensitate $3 \cdot 10^9$ $\mathrm{W/cm^2}$, fie pentru 30 de pulsuri de intensitate $3 \cdot 10^8$, fie pentru 100 000 de pulsuri de intensitate 3×10^7 $\mathrm{W/cm^2}$.

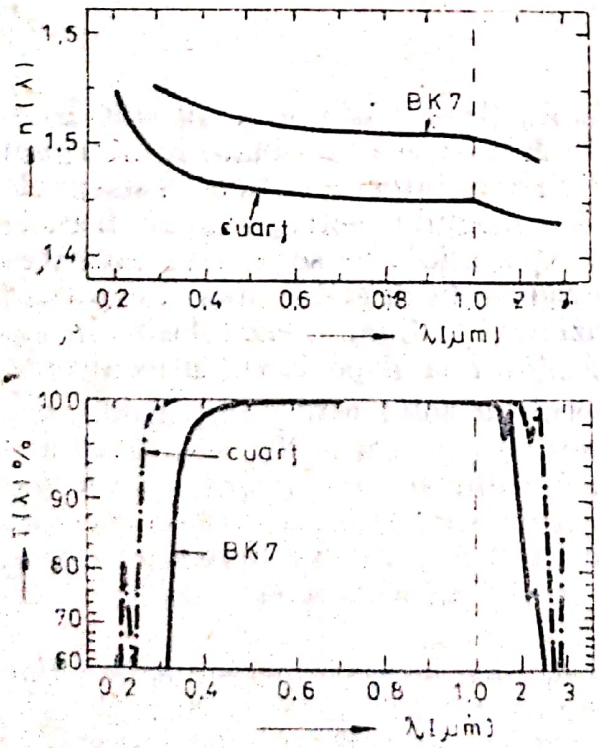


Fig. 3.1. Indicii de refracţie şi transmisie pentru sticlă BK7 şi cuarţ în funcţie de lungimea de undă.

Să trecem acum la sticla folosită în dispozitivele pasive.

Cum laserii sînt monocromatici, lentilele de focalizare nu trebuie să fie corectate în aberaţiile cromatice şi deci un singur sortiment de sticlă este suficient. Sticla optică folosită pentru lentile, ferestre, suport de oglinzi este de obicei denumită BK—7 (simplu K—7 în literatura sovietică). Aceasta este o sticlă optică obişnuită de tip Kron (boro silicat) şi se profită de acest prilej pentru a da indicele de refracţie pentru cîteva linii laser uzuale (fig. 1).

Densitatea de energie suportată de această sticlă este de $>10^9$ $\mathrm{W/cm^2}$ deci şansele de de-

teriorare (în fascicul nefocalizat) sînt mai mici ca cele ale barei laser, iar transparența sa în vizibil este excelentă astfel încît încălzirea prin absorbție de volum, chiar pentru lentile mai groase, este neglijabilă.

3.2. Materiale pentru infraroșu

Dacă pentru infraroșu apropiat să zicem sub 2μm sticla, în particular BK—7, este un material optic adecvat, pentru infraroșu mediu, optica pentru laserii la 10 μm cere materiale speciale. Figura 2 dă transparența spectrală a celor mai uzuale materiale optice.

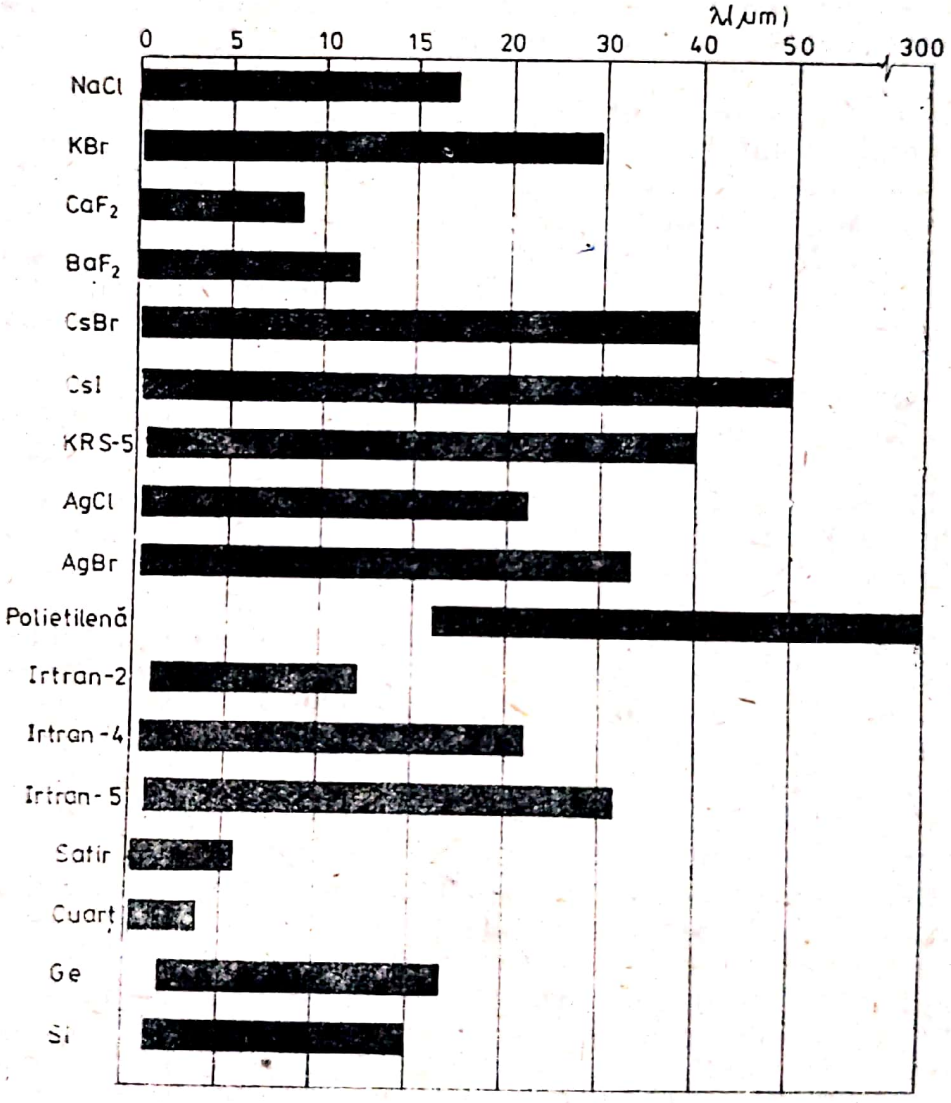


Fig. 3.2. Domeniul de transmisie al unor materiale (folosite și în infraroșu)

Deci, dacă pentru laserul cu Nd (1,06 μm) nu se pun probleme deosebite, laserul cu CO_2 la 10.6 μm cere materiale adecvate. Cîteva dintre proprietățile acestora sînt sistematizate în tabelul 3.1.

În primul rînd, ușor accesibile și la un preț scăzut sînt halogenurile metalelor alcaline, dintre care cele mai folosite sînt clorura de sodiu (sarea) și clorura de potasiu. Au avantajul unei absorbții foarte scăzute pe întreg domeniul spectral, ceea ce face în particular o ușoară aliniere a

Scanned with OKEN Scanner

laserilor de putere folosind o radiație vizibilă (de ex. un laser cu He—Ne). Mica lor absorbție în infraroșu face ca să admită densități de putere ridicate și în plus absorbția lor nu crește sensibil cu temperatura. În afară de aceasta, reflexia pe suprafețele de sare este mult mi mică decît reflexia proprie a altor materiale i.r. cum ar fi de ex. germaniu. Aceasta se datorește unui indice de refracție relativ scăzut în infraroșu.

După cum se știe, legătura între indicele de refracție n și reflexie pentru o rază perpendiculară pe suprafață venind în aer este

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \qquad (2)$$

în care indicele de refracție al aerului a fost luat 1 (în realitate este 1,00029 la presiunea de 1 atmosferă și temperatura 0°C). Tabelul 1 dă cîțiva indici de refracție utili.

La toate aceste avantaje ale halogenurilor se adaugă însă un dezavantaj major : sînt higroscopice. Optica lăsată în atmosfera obișnuită, mai ales dacă umiditatea este ceva mai ridicată, se deteriorează rapid și anume suprafața în contact cu aerul se „aburește" și se mătuește în decurs de cîteva zile. De aceea lentilele de KCl sau sare trebuie păstrate în atmosfera uscată a desicatoarelor iar la ferestrele de ieșire ale laserului trebuie atașate punguțe cu materiale absorbante (silicagel) tot timpul cît laserul nu este folosit.

O altă clasă de materiale transparente în I.R. o constituie Irtan II și Irtan IV care sînt produse policristaline, presate la cald. Transmisia lor în vizibil este mai scăzută, indicele de refracție în infraroșu este mai mare și în consecință, în cazul în care Irtanul însuși nu formează oglinda laserului, este indicat să fie depus antireflex. Fiind materiale relativ moi, se prelucrează optic (polisare) ceva mai greu. De asemenea, absorbția lor în I.R. poate duce în cazul laserilor continui de mare putere la distrugere termică. În fine sînt și higroscopice, în orice caz stropirea lor direct cu apă este nedorită. Utilizarea lor cea mai frecventă este aceea de oglindă + fereastra de ieșire a laserilor cu CO_2 în regim TEA.

În fine un alt material, relativ scump, este germaniu. Avantajul lui este rezistența dinamică, indiferent la apă, și o absorbție extrem de scăzută la temperaturi pînă la $\simeq 40°C$. Marele său neajuns este că odată cu temperatura, peste limita dată mai sus, coeficientul de absorbție crește brusc. Odată cu aceasta crește brusc și temperatura și urmează o adevărată „explozie termică" care duce la distrugerea ferestrei. Indicele de reflexie este mare $n = 4.01$ ceea ce face ca reflexia să fie suficient de mare $R = 36\,\%$ după (2) pentru ca fereastra de Ge nedepuse să poată fi folosită ca oglindă de ieșire a cavității optice, variantă indicată pentru laserii lucrînd în regim continuu la puteri mici și mijlocii *). În același timp, lentilele de germaniu trebuie depuse antireflex altfel ele împrăștie o fracțiune importantă din puterea fasciculului. În acest caz, fără precauții speciale, germaniul rezistă la o densitate de putere de 50—200 W/cm², această plaje depinzînd și de grosimea ferestrei, de materialul folosit (puritatea germaniului) și în fine de posibilitatea de răcire forțată. Alături de germaniu un alt semiconductor folosit este seleniura de zinc care oferă un grad de siguranță termică superioară, conductibilitatea termică (deci posibilitatea de răcire) fiind mai mare și avînd avantajul suplimentar de a

*) Datorită reflexiilor multiple, o lamelă de Ge cu suprafețe paralele are de fapt $R = 52{,}9\,\%$.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 3.1. Proprietăţile unor materiale folosite în infraroşu

Materialul	Indicele de refracţie n 10μm	Pierderea prin refracţie pe o fereastră paralelă la 10 μm în %	Domeniul spectral μm	Temp. maximă de utilizare în aer°C	Solubilitatea g/100 g apă la 20°C	Duritatea relativă
NaCl (sare)	1,52	7,5	0,2 —17	400	35,7	1
KBr	1,53	8,4	0,25—29,4	300	65,2	0,4
CaF_2	1,4 (5u)	5,6 (5μ)	0,1 —8,8	600	—	21,9
BaF_2	1,45	6	0,15—11,9	500	—	11,4
CsBr	1,67	11,6	0,2 —50	400	124	1,1
CsI	1,74	13,6	0,24—50	300	85	0,7
KRS-5(TlBrI)	2,38	28,4	0,5 —40	200	0,05	2,2
Polietilenă	1,54	9,3	16—300	80	—	—
Irtran 2(ZnS)	2,26	21	1—12	800	—	19,7
Irtran 4(ZnSe)	2,45	29,5	0,5—22	300	—	8,3
Safir (Al_2O_3)	1,74(2 μ)	13,6 (2μ)	0,2 —4,4	1700	—	380
Germaniu	4,01	52,9	1,8 —16,7	270	—	160
Siliciu	3,49	42	1,2 —15	200	—	160

Scanned with OKEN Scanner

fi transparent în vizibil. Inconvenientul principal este însă prețul substanțial mai ridicat ca cel al germaniului. Soluția obișnuită pentru laserii de putere este oglinda de ieșire de germaniu răcită cu un inel cu apă, neglijarea răcirii oglinzii duce rapid la distrugerea acesteia.

3.3. Oglinzi

Existența sistemului de oglinzi care formează cavitatea rezonantă este, după cum am văzut, esențială în buna funcționare a laserilor. Ne amintim că reflexia trebuie să fie cu atît mai mare cu cît mediul activ are un cîștig mai mic și că există o reflexie optimă pentru fiecare tip de laser în parte care să asigure o putere maximă. Primii laseri foloseau oglinzi metalice fie depuse chimic (cele cu argint), fie depuse prin evaporare în vid (argint, aluminiu). Metoda chimică a fost rapid abandonată neoferind un control bun al reflexiei; de asemenea oglinzile metalice, cel puțin cele de ieșire, au fost abandonate deoarece metalele au pierderi apreciabile prin transmisie. Această absorbție în pelicula metalică, pe lîngă faptul că dă, în final un fascicul mult mai puțin intens, duce la o încălzire ce poate conduce la distrugerea depunerii. Din aceste motive, în multe cazuri se aplică reflexia implicată de multistraturile dielectrice. Figura 3 arată cum sînt realizate aceste oglinzi. Pe substratul de indice de refracție n (eventual de sticlă) se evaporă alternativ straturi din două materiale cu indicii de refracție n_2 și n_1 de grosime $\lambda/4$, măsurată perpendicular pe strat, λ fiind lungimea de undă la care trebuie să reflecte oglinda. În general se utilizează un număr impar de straturi k pentru care reflexia sistemului este

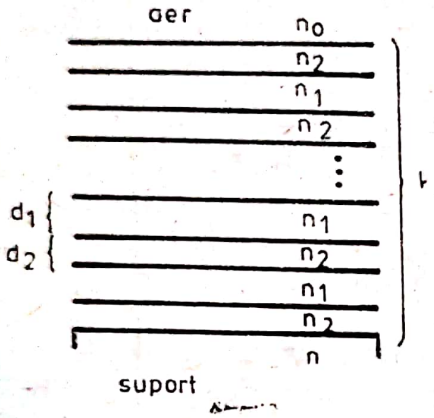


Fig. 3.3. Diagrama schematică a unei depuneri multistrat cu dielectici: n_1 și n_2, d_1 și d_2 sînt indicii de refracție și grosimile celor două tipuri de depuneri.

$$R = (n_2^{k+1} - n_0 n_S n_1^{k-1})/(n_2^{k+1} - n_0 n_S n_1^{k+1}) \qquad (3)$$

iar materialele se aleg astfel încît $n_1 < n_S < n_2$. Figura 4 reprezintă variația reflexiei unei oglinzi dielectrice odată cu creșterea numărului de straturi dielectrice.

Materialele dielectrice folosite curent sînt: bioxidul de siliciu, bioxidul de titan, oxidul de siliciu, sulfura de zinc, criolitul, fluorura de toriu, fluorura de magneziu etc. Materialul se alege în funcție de lungimea de undă, de instalația de evaporare de care dispunem, de duritatea și proprietățile optice pe care le impunem.

Alături de straturile reflectante trebuie amintite și straturile anti-

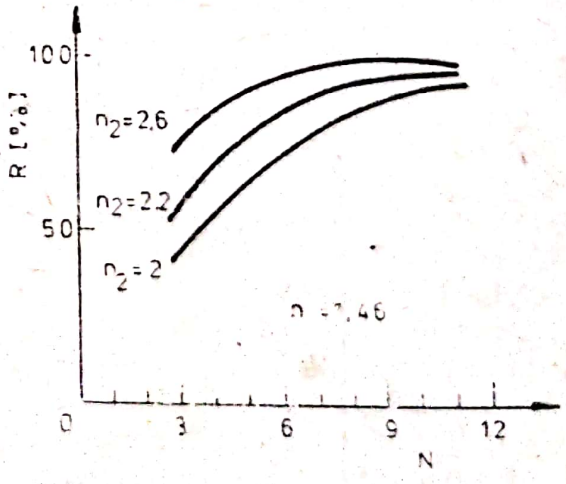


Fig. 3.4. Reflectivitatea în funcție de numărul de straturi pentru diferiți n_2 iar $n_1 = 1{,}46$ (SiO_2).

Scanned with OKEN Scanner

reflex. Aceste straturi trebuie considerate din două motive: chiar pentru suprafeţele de sticlă obişnuită în infraroşu apropiat unde indicele de refracţie nu este deosebit de mare, puterea reflectată la incidenţa normală a unui laser de putere ajunge să fie mare. Această lumină reflectată suplimentar în sistem poate să deterioreze optica sistemului sau poate constitui o sursă parazită de energie radiantă care măreşte hazardul unor efecte nedorite, de exemplu de a cădea pe retină sau pe alte elemente sensibile. Cu atît mai mult pentru infraroşu unde indicele de refracţie este mare şi, pentru germaniu de exemplu, 20% din putere este reflectată. Deci, automat, focalizarea cu o lentilă de germaniu ne depusă antireflex face ca puterea fasciculului laser la 10,6 μm să scadă cam la trei sferturi.

Depunerile antireflex depind de unghiul de incidenţă şi de lungimea de undă. Ele pot fi realizate fie ca să aibă o reflexie minimă la o lungime de undă dată, fie ca să aibă o reflexie mică pe un domeniu spectral mai larg. În cazul depunerilor cu un singur strat (care sînt de tipul bandă largă) se arată că reflectivitatea este dată de relaţia

$$R = \left(\frac{n_1^2 - n_0 n_S}{n_1^2 + n_0 n_S}\right)^2 \tag{4}$$

unde n_1 este indicele de reflexie al stratului depus. Se constată că avem un minim al reflexiei (egal cu zero) pentru

$$n_{1,\,opt} = (n_0 n_S)^{1/2}. \tag{5}$$

Relaţia (5) ne arată că pentru abateri mici de la această valoare reflexia creşte aproximativ cu pătratul acestei abateri. Astfel pentru o sticlă cu $n_S = 1{,}5$ şi $n_0 = 1$ (aer) va trebui ca $n_{1,\,opt} = 1.23$. Dacă vom folosi însă un material cu $n_1 = (1 + 0{,}1)n_{1,opt}$, adică material care are un indice de refracţie cu 10% mai mare decît cel optim ($n_1 = 1{,}35$), atunci reflexia va fi $(0.1)^2$ adică de 1%.

Tot cu tehnici de straturi subţiri se realizează şi filtre optice de tip trece sus, trece jos sau trece bandă ca şi divizori de fascicule pentru anumite înclinări şi anumite rapoarte. În aplicaţiile în care sîntem interesaţi aceste filtre nu sînt utilizate iar, eventual, divizorul de fascicul folosit uneori pentru a avea o mărturie a proprietăţilor fasciculului, utilizat, întrebuinţează doar o fracţiune mică din energia (mare) a laserului, în aşa fel încît o lamă sau chiar o reflexie parazită este suficientă.

Avînd în vedere că grosimea straturilor depuse este proporţională cu lungimea de undă, rezultă că multistraturile pentru infraroşu vor fi mult mai groase decît cele pentru infraroşu apropiat. Aceasta face ca pericolul de exfoliere şi atenţia la manipulare a depunerilor pentru 10,6 μm este mai mare. Tehnologia modernă permite este drept şi realizarea unor depuneri mult mai rezistente. Trebuie totuşi respectate cu stricteţe dezideratele fabricantului în ce priveşte modul de exploatare, de curăţire şi întreţinere a acestor depuneri. Ca regulă generală trebuie să le ferim de depunerea de praf care, după cum am văzut, creează centri de încălzire şi deci de distrugere locală, de murdărirea lor cu substanţe organice (atingerea cu degetul) care sînt foarte absorbante în infraroşu şi care prin descompunere devin încă mai absorbante.

Au fost prezentate mai sus problemele pe care le ridică oglinzile de ieşire ale laserilor. Pentru laseri de mare putere oglinzile de reflexie totală

se fac de obicei din metale și aceasta din următoarele motive : sînt rezistente din punct de vedere termic, disipă căldura absorbită datorită conductibilității termice mult mai ridicată decît a dielectricilor și acoperite cu un alt strat metalic (aur, argint, aluminiu) au o reflexibilitate foarte ridcată în infraroșu la 10 μm. În practică se folosesc suporți din alamă, oțel inoxidabil, aluminiu sau cupru, depuși cu un strat de aur.

Experiența arată că există totuși și la aceste oglinzi situații în care suprafața se deteriorează, așa cum rezultă din considerațiile de mai jos.

Analiza comportării unor materiale metalice (oglinzi de aluminiu și cupru) ca efect al iradierii laser de putere a pus în evidență efecte de distrugere progresivă a suprafeței la nivele inferioare pragurilor cunoscute de inițiere a topirii și vaporizării. Aceste fenomene prezintă o importanță deosebită pentru componentele optice metalice folosite pentru laserii de mare putere, datorită schimbării calităților optice ale componentelor în timpul funcționării.

Această comportare se explică astfel : ca rezultat al iradierii laser repetate al aceleiași zone din suprafață se inițiază o distrugere treptată a suprafeței metalului, datorită deformărilor plastice cauzate de creșterea tensiunilor termice și mecanice pe suprafața probei indusă în zonă de variația de temperatură. Astfel, conform calculelor, pentru densități de energie laser incidentă de (6—12) J/cm^2 și o absorbtivitate inițială de 2%, creșterea maximă a temperaturii de suprafață este de 60—120°C. Temperatura minimă care duce la deformări plastice în cazul aluminiului este de 25°C, care corespunde la o densitate de energie de 2,5 J/cm^2. Așadar, pragul pentru acumularea deformărilor plastice corespunde valorii de 5 J/cm^2.

Studiile noastre experimentale și teoretice s-au concentrat asupra inițierii și dezvoltării oxidării cuprului sub acțiunea radiației emise de un laser cu CO_2 în undă continuă. Evoluția straturilor de oxid în timpul încălzirii laser a țintelor metalice este semnificativă pentru dezvoltarea componentelor optice metalice care conțin oxigen.

3.4. Detectori

Detectorii de putere sînt foarte importanți pentru a putea caracteriza fasciculul laser folosit, în cazul sistemelor de comunicare el devine însuși receptorul. Detectorii sînt caracterizați prin anumiți parametrii specificați de constructor și din care ne dăm seama dacă este sau nu indicat pentru domeniul de putere, eventual pentru domeniul spectral, în care vrem să-l folosim. Vom discuta, pe scurt, mărimele care caracterizează în mod uzual un detector.

În primul rînd este responsivitatea care indică mărimea semnalului pe care îl dă detectorul atunci cînd i se comunică o anumită putere. De obicei responsivitatea este dată în Volți/Watt sau amperi/Watt după cum detectorul folosește o măsură electrică de tensiune sau de curent. Responsivitatea trebuie să fie specificată de fabricant pentru a ști care sînt condițiile în care poate fi pus detectorul. Determinarea în valoare absolută a responsivității, în condiții de laborator, este în general o operație mult mai dificil de realizat decît ne putem imagina.

Un alt parametru este puterea echivalentă de zgomot (noise equivalent power — NEP) care indică, în esență, valoarea minimă de semnal care mai poate fi detectată și care este de ordinul zgomotului intern al montajului electric.

Scanned with OKEN Scanner

Prin definiție

$$NEP = \varphi A V_N/(V_S(\Delta f)^{1/2} \quad (6)$$

unde φ este fluxul incident de putere (W/m^2) pe detectorul de arie A, V_N este radical din zgomotul mediu pătratic măsurat într-o bandă de frecvență Δf, iar V_S este radical din voltajul mediu pătratic dat de semnal. Unitatea de măsură va fi $Watt/Hz^{1/2}$ și rezultă că cu cît NEP va fi mai mic, cu atît detectorul va fi mai sensibil. Deși NEP este un parametru important nu vom insista : pentru laserii de putere cu care avem de-a face nu vom ajunge niciodată să lucrăm la limita de zgomot a detectorului.

În fine se mai specifică și detectivitatea D^* care se definește :

$$D^* = A^{1/2}/NEP \ (cm\ Hz^{1/2}/W), \quad (7)$$

unde A este aria detectorului, în felul acesta, cum în general răspunsul unui detector este proporțional cu suprafața sa, D^* caracterizează însuși calitatea „procesului de detecție", indiferent de suprafață.

În general D^* este o funcție de lungimea de undă detectată (nu există detector la fel de sensibil pe tot spectrul), de frecvența cu care se fac aceste măsurători, de lărgimea de bandă (de timpul caracteristic, altfel zis de inerția temporală).

În cazul cînd lărgimea de bandă este mare, detectorul de fapt integrează în timp iar răspunsul lui nu mai este în putere, ci dă direct energia pulsului primit.

Observăm că toți detectorii uzuali sînt așa-ziși detectori pătratici, adică ei răspund la puterea fasciculului. Iar puterea în cazul unei radiații electromagnetice așa cum este însăși radiația laser, este proporțională cu pătratul cîmpului electric. Atît ochiul, placa fotografică, cît și detectorii fotonici și cei termici de care ne vom ocupa imediat, sînt detectorii pătratici.

Există, în mare, două clase de detectori care sînt folosiți în tehnica laser : detectorii fotonici și detectorii termici.

În mare principiul de funcționare al detectorilor fotonici se bazează pe efectul de interacție între cuantele de lumină și electronii din detector. Fotonii absorbiți duc la crearea de electroni liberi. Odată cu creșterea lungimii de undă, energia cuantelor scade și acestea nu mai pot da electronilor energia necesară pentru a deveni electroni liberi. În felul acesta, acești detectori devin insensibili în infraroșu și numai cu precauții speciale (cum ar fi temperatura scăzută a detectorului care face ca zgomotul termic să nu prevaleze energiei cuantelor) pot fi utilizați la 10 μm. Caracteristica acestei clase este răspunsul în timp foarte bun, urmărirea pulsurilor chiar sub zeci de nanosecunde.

Cealaltă clasă a detectorilor termici răspund la energia radiației transformată în căldură. Cum se pot face suprafețe uniform absorbante (practic negre) pe domenii spectrale întinse, acești detectori răspund uniform, independent de lungimea de undă. În schimb, inerția lor este mai mare și deci nu sînt indicați pentru pulsuri scurte. Mai mult, artificial li se mărește inerția pentru a fi detectori de energie/puls.

Convertorul obișnuit folosit temperatură-curent electric se bazează pe efectul termoelectric care apare cînd este încălzită o joncțiune între două metale diferite. Efecte pronunțate (și relativ liniare) dau joncțiunile antimoniu-bismut sau cupru constantan. De obicei termocuplele antimo-

Scanned with OKEN Scanner

niu-bismut se realizează evaporînd pe un suport subțire (fig. 5), pe care s-a depus în prealabil un izolator electric, straturi de antimoniu și bismut care se suprapun. Faptul că suportul poate fi subțire înseamnă deopotrivă și inerție termică mică și sensibilitate mare. Acest tip de termocuplu este indicat în special ca detector pentru puteri mici și medii, să zicem energia pînă în 2J, timp de răspuns 1/2 s, la șocuri termice mari, sau la o exploatare necorespunzătoare, peliculele se pot exfolia sau parțial evapora ceea ce duce la distrugerea termocuplului.

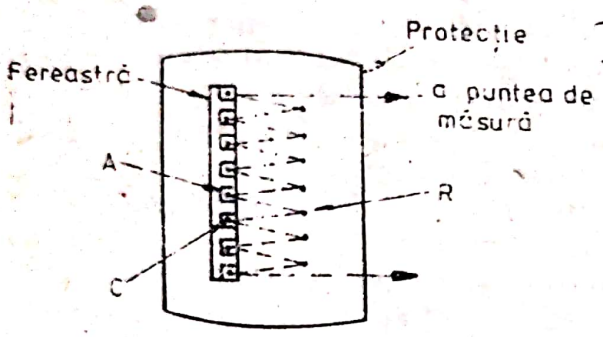


Fig. 3.5. Termopilă;
A, strat absorbant depus peste joncțiunea „caldă" — *C*; *R*, joncțiunea rece.

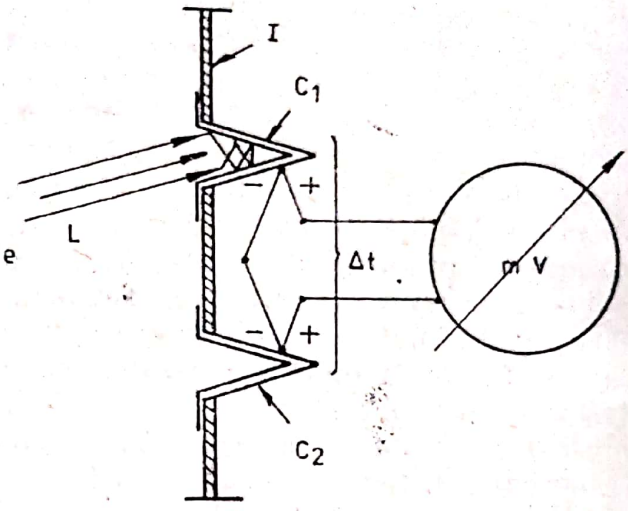


Fig. 3.6. Calorimetru;
C_1, conul de măsurare; C_2, conul de referință, *L*, radiația de măsurat, *I*, izolator termic.

Pentru puteri medii, mari se folosește schema arătată în figura 6. Într-o incintă cu proprietăți termice „de compromis" se află două conuri de suprafață absorbantă, realizate dintr-un conductor termic subțire, puse în contact cu termocuplele.

Primul con are rolul de con de absorbție, forma adoptată are un dublu avantaj : intîi este mult mărită suprafața pe care face fascicolul laser astfel încît să nu fie pericolul deteriorărilor prin efect termic. Cel de-al doilea avantaj este că chiar dacă absorbția nu este perfectă, o rază laser este reflectată de cîteva ori înainte de a ieși din con și aceasta indiferent de unghiul de incidență. Cel de-al doilea con are un rol de sistem de referință, făcînd ca răspunsul să fie independent de temperatura mediului ambiant, și de temperatura la care ajunge intreaga incintă. Acum putem lămuri expresia „proprietăți termice de compromis" — aceasta înseamnă de fapt că incinta este destul de puțin adiabată ca să poată difuza în aer excesul de căldură, în așa fel încît să nu se atingă temperatura care ar deteriora aparatul sau l-ar scoate dintr-o anumită plaje de temperaturi. În același timp cele două conuri trebuie să fie suficient de decuplate termic pentru ca în timpul unei determinări să nu fie influențat termic conul de referință, să existe între ele un gradient de temperatură suficient. În fine, menționăm că materialul din care sînt făcute conurile este bun conductor termic (cupru, argint, aur) cu suprafețele interioare depuse cu straturi absorbante (carburi ale respectivului metal), deschiderea la vîrf a conului este de $\simeq 20°$ iar diametrul este de ordinul a cîtorva centimetri. Parametrii constructivi esențiali pentru acești detectori sînt limitele de sensibilitate (D^*) și energia maximă de funcționare în regim continuu.

În figura 7 este prezentat tot un detector din tipul de mai sus destinat puterilor mari de ordinul kilowaţilor. Aici puterea este disipată de un flux continuu de apă, variaţia de temperatură între apa care intră şi cea care iese fiind corelată cu puterea.

O altă clasă de detectori termici măsoară variaţia altor parametri electrici cum ar fi polarizarea electrică permanentă a materialelor fero-

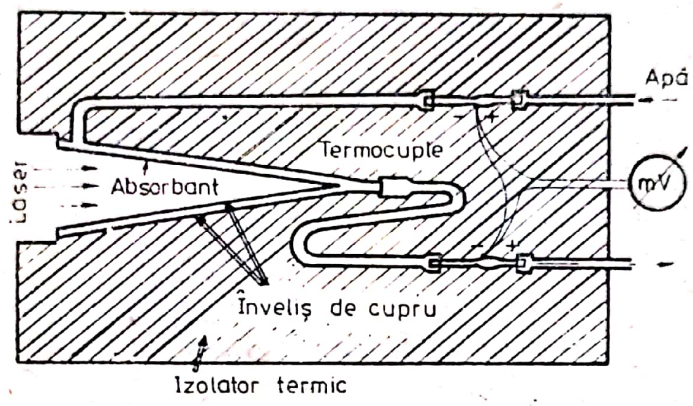


Fig. 3.7. Calorimetru pentru puteri mari (~ kW continuu).

electrice. Aceasta este puternic dependentă de temperatură şi pe acest fenomen se bazează detectorii piroelectrici. Ei au o detectivitate bună la o frecvenţă de răspuns de ordinul 10^{-8} s, însă, în mod obişnuit, nu sînt necesari în măsurătorile legate de efectele termice, unde, după cum am văzut, de primă importanţă rămîn detectorii cu termocuplu care stabilesc simplu şi direct fie puterea unui laser continuu, fie energia pe puls.

3.4.1. **Radiometrul.** Cel mai important aparat de măsură în tratamentele termice este cel care dă puterea laserilor în regim continuu, de aceea vom studia mai în detaliu un astfel de detector.

Radiometrul laser IR-100 realizat în cadrul Secţiei laseri din IFTAR este un aparat destinat măsurării puterii fasciculelor laser în undă continuă în domeniul spectral vizibil şi infraroşu. Domeniul de puteri este 0,5—300 W şi prin aceasta se recomandă a fi folosit în special la măsurarea puterilor laserilor cu CO_2.

Funcţionarea aparatului se bazează pe o metodă de măsură termoelectrică. Energia laser este convertită iniţial în căldură într-un absorbant, de unde se scurge pe o cale termică spre mediul ambiant. Fluxul de căldură se poate determina din căderea de temperatură, de-a lungul căii termice de scurgere, cu ajutorul unor joncţiuni termoelectrice.

Este de notat aici că în general răspunsul acestor dispozitive depinde de distribuţia iluminării suprafeţei absorbante şi ca urmare pot apărea erori de măsură în cazul că distribuţiile iluminării la calibrare şi măsurare diferă. Eliminarea acestui neajuns în cazul aparatului prezentat s-a făcut prin utilizarea mai multor perechi de termocuple avînd o distribuţie cu simetrie circulară.

Aparatul prezentat a fost conceput atît pentru necesităţi de laborator cît şi pentru necesităţile celor ce utilizează laseri în domeniul de puteri arătat şi se distinge printr-un minim de reglaje şi deservire uşoară.

Aparatul se compune dintr-un cap de măsură şi un modul electronic. Capul de măsură este de fapt un radiator termic în care se află montat traductorul. Acesta din urmă, reprezentat în figura 8, este un disc reali-

zat dintr-un material bun conductor de căldură, în cazul nostru din aluminiu, avînd diamterul 45 mm și grosimea 2 mm. Pe una din fețele discului, într-o zonă centrală cu diametrul de 16 mm și care reprezintă zona de absorbție a fasciculului laser, sînt tăiate canale concentrice de secțiune triunghiulară care au ca scop pe de o parte să mărească suprafața efectivă

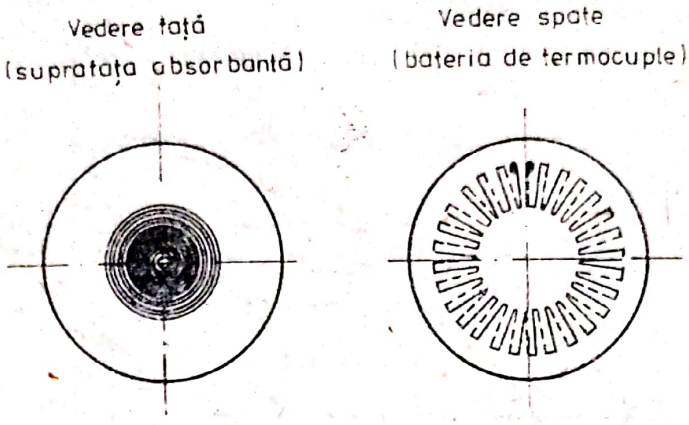


Fig. 3.8. Discul traductor al radiometrului.

de absorbție, iar pe de altă parte eventualele reflexii de pe o față a canalului să fie dirijate spre cealaltă față mărind în acest fel eficacitatea absorbției.

Pe cealaltă față a discului (posterioară) pe două cercuri avînd diametrul de 20 respectiv 36 mm sînt dispuse alternativ în formă de zig-zag un număr de 27 perechi de termocuple aur-bismut.

Termocuplele se depun prin evaporare în vid cu ajutorul unor măști corespunzătoare după ce în prealabil discul a fost acoperit prin anodizare cu un strat izolant de oxid de aluminiu și vopsit negru. Termocuplele sînt înseriate alternativ, unul de pe cercul interior, unul pe cercul exterior, formînd o baterie de termocuple. Discul traductor se montează într-un radiator termic format din 7 inele fixate pe un cilindru, avînd o suprafață de răcire de circa 21 dm^2.

Avînd o mare suprafață de radiație, radiatorul va păstra practic temperatura mediului ambiant și prin urmare și marginea discului se va afla practic la această temperatură. Căldura degajată prin absorbția fasciculului laser în zona centrală (de absorbție) a discului se propagă radial spre marginea discului creînd un gradient de temperatură conform legii propagării căldurii

$$\Phi = - K \text{ grad } T, \qquad (1)$$

unde Φ este fluxul de căldură; K este conductivitatea termică.

Fluxul de căldură este egal cu puterea laser incidentă corectată cu eficiența absorbției și cu pierderile prin radiație, convecție etc. Rezultă că măsurarea puterii rezidă în măsurarea gradientului radial de temperatură în disc. Aceasta se face prin măsurarea diferenței de temperatură între punctele situate pe primul cerc de termocuple așezat la 2 mm în exteriorul zonei de absorbție și cele situate pe cercul exterior de termocuple aflat la 5,5 mm de marginea discului. Fiecare pereche de termocuple este montată în opoziție astfel că tensiunea rezultantă este diferența între t.e.m. a unui termocuplu din cercul interior, U_i și t.e.m. a unui termocuplu de

pe cercul exterior, U_e, proporționale la rîndul lor cu temperaturile respective, multiplicată cu numărul n al perechilor

$$U = n(U_i - U_e) = nK_T(T_i - T_e) = nK_T\Delta T, \tag{2}$$

K_T fiind constanta termocuplului.

Din (1) și considerațiile aferente, putem scrie că puterea laser P este proporțională cu ΔT

$$P = K_e\Delta T, \tag{3}$$

unde K_e este constanta de etalonare.

Din (2) și (3) rezultă

$$U = n\frac{KT}{K_e}P = K_AP \tag{4}$$

unde K_A este constanta aparatului.

Tensiunea U se măsoară cu un voltmetru electronic care poate fi etalonat direct în unități de putere.

Utilizarea mai multor perechi de termocuple multiplică semnalul electric iar dispunerea lor într-o simetrie circulară face mărimea semnalului independentă de locul de impact al fasciculului laser în zona de absorbție. În adevăr, fiecare pereche de termocuple măsoară fluxuri parțiale de căldură care pot fi inegale, dar inserierea perechilor de termocuple face ca suma tensiunilor acestora să fie proporțională cu fluxul total de căldură indiferent de distribuția acestuia.

Liniaritatea răspunsului acestui traductor este afectată de pierderile prin reradiație și prin convecție precum și de neliniaritatea coeficientului de absorbție.

În general fracția de căldură pierdută prin reradiație și convecție crește odată cu creșterea diferenței de temperatură între absorbant și mediul ambiant. Pe de altă parte însă coeficientul de temperatură al termocuplelor este pozitiv compensînd astfel efectul pierderilor dacă temperatura discului absorbant nu depășește 100—200°C.

Coeficientul de absorbție se păstrează cu bună aproximație același indiferent de temperatura discului atîta timp cît pe suprafața acestuia nu apar topiri sau deformări locale. Valoarea absolută a acestuia nu este esențială deoarece se include în etalonare.

S-au făcut măsurători ale temperaturii în diferite puncte ale discului. Rezultatele sînt prezentate în figura 9. Măsurătorile s-au făcut folosind un fascicul laser cu diametrul 9 mm incident în centrul zonei de absorbție a discului, acesta din urmă fiind montat în radiator. S-au măsurat temperaturile în centrul discului și în punctele situate la 10 și respectiv 18 mm de centru adică pe cele două cercuri de dispunere a termocuplelor. Se vede că la o putere de 100 W temperatura în centrul discului atinge 210°C.

Temperatura de funcționare este importantă pentru evaluarea durabilității. Cauzele care pot provoca degradarea sînt :

— topirea discului ;

— evaporarea depunerii de bismut la expunerea prelungită la puteri mari ;

Scanned with OKEN Scanner

— exfolierea depunerilor din cauza dilatărilor puternice în cazul expunerii la fascicule de mare putere;

— degradarea calităţilor absorbante ale discului.

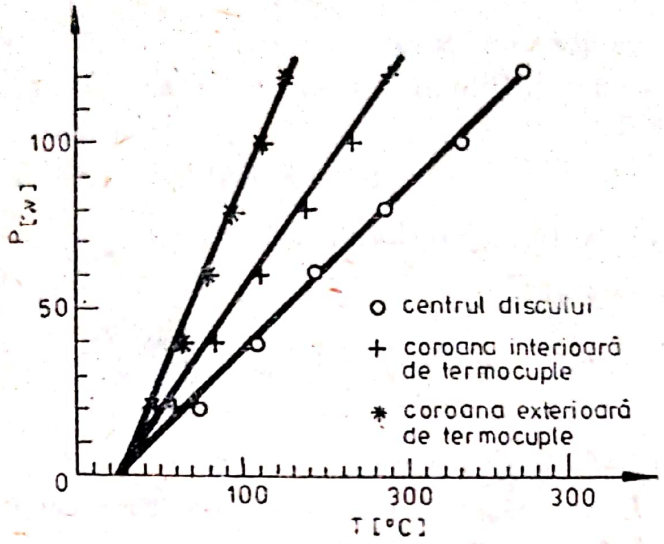


Fig. 3.9. Curbe de etalonare pentru radiometru.

Avînd în vedere cele de mai sus s-au limitat duratele de expunere funcţie de putere după cum urmează:

Între 0— 30 W	nelimitat
30—100 W	maximum 10 min
100—200 W	maximum 1 min
200—300 W	maximum 30 s.

Urmează intrarea într-un modul de amplificare electronică, afişarea realizîndu-se pe un voltmetru electronic cu 5 scări. Vom recapitula caracteristicile şi performanţele radiometrului IR—100:

Domeniul spectral — vizibil şi infraroşu (0,4—20 μm)

Domeniul măsurabil de puteri: 0,5—300 W.

Game de măsură: 0—3; 10; 30; 100; 300 W.

Precizia de citire: 1% din valoarea maximă a gamei.

Precizia de măsură: 5%.

Diametrul maxim al fasciculului de măsurat: 16 mm.

Dimensiuni:

— Capul de măsură: $\Phi_{max} = 170$; lung. 160 mm aşezat pe un suport reglabil, înălţimea găurii de intrare a fasciculului reglabilă între 140—400 mm. Masa: 3,5 kg.

— Modul electronic 250 × 165 × 180 mm³, masa 3 kg.

Alimentare — reţea 220 V, 50 Hz.

Capitolul IV

Ecuația căldurii

În primele două capitole ne-am familiarizat atît cu principiul de funcționare al laserilor, cît și cu tipurile uzuale de laseri folosite în uzinaje sau în alte tratamente termice. În practică, problema se pune în două feluri : sau se dau anumite condiții de realizat (de exemplu, într-un caz simplu, se dorește ca o anumită regiune din material să fie adusă la temperatura T pe un interval de timp t) și se cer caracteristicile pe care trebuie să le îndeplinească laserul, sau pentru un laser dat, se cere să i se cunoască posibilitățile (de exemplu pînă la ce adîncime se poate topi un metal în timpul t). Într-o primă aproximație veriga de legătură între laser și efectul său termic este dată de ecuația căldurii care leagă fluxul de energie absorbit de temperatura obținută în mediu. Scopul capitolului prezent este de a releva acele aspecte ale ecuației căldurii care pot duce la estimări numerice care să precizeze pe cît posibil mai exact efectele termice scontate.

*

Înainte de a trece la discuția ecuației căldurii trebuie să vedem care sînt limitările fizice de aplicare. Într-adevăr, spre deosebire de cazurile obișnuite, pulsurile laser pot debita energii ridicate într-un timp foarte scurt pe o zonă uneori extrem de mică. Aceasta complică pe de o parte condițiile la limită (materialul în pata focală se poate topi, poate intra în reacție chimică cu atmosfera înconjurătoare, își modifică coeficientul de absorbție/reflexie etc), iar pe de altă parte, pentru pulsuri scurte și gradienți mari însăși noțiunea de temperatură își poate pierde sensul.

Prima observație este că pentru metale, care prezintă importanță deosebită în prelucrările cu laser, absorbția energiei se face prin efect fotoelectric intern. Altfel spus, electronii sînt trecuți din banda fundamentală în banda de conducție. Pentru un metal tipic, timpul liber mijlociu între ciocnirile electronilor este $10^{-14} - 10^{-15}$s. Urmează că pentru intervale de timp de peste 10^{-9}s electronii au tot timpul să se termalizeze prin ciocniri între ei sau cu fononii rețelei, iar în felul acesta, energia absorbită de electroni este debitată în corp. Cum pulsurile uzuale în termouzinaje sînt mai lungi de $\sim 10^{-8}$s, rezultă că energia termică este trecută practic instantaneu în căldură în interiorul volumului în care are loc absorbția.

În continuare, deoarece aceleași procese de ciocnire guvernează transferul de căldură, distribuția finală de energie are loc suficient de rapid ca să nu ne apropiem de limita de timp în care ecuația căldurii își pierde valabilitatea. Într-adevăr, echilibrul local se produce suficient de repede, astfel ca noțiunea de temperatură să rămînă un concept valid.

Gradienții de temperatură implică un transfer de căldură ale cărei proprietăți sînt date fenomenologic de termodinamică. O consecință a legii a doua a termodinamicii este că : două sisteme schimbă căldura numai dacă au temperaturi diferite, iar direcția transferului se face către sistemul cu temperatură mai coborîtă.

Scanned with OKEN Scanner

Evoluția temporală a distribuției temperaturii într-un sistem este legată de apariția fluxurilor de căldură de la regiunile mai calde spre regiunile mai reci. Cele trei mecanisme care fac posibil transferul de căldură sînt : conducția, în care căldura se propagă direct prin mediu ; convecția, în care propagarea căldurii are loc odată cu mișcarea unor porțiuni de mediu și, în fine, radiația, în care căldura trebuie primită ca o formă de propagare a energiei electromagnetice. În prelucrările termice realizate cu fasciculul laser, ținta o constituie un solid și, în consecință, efectele termice sînt legate de conducție ; mai mult, chiar la schimbările de fază, în cazul apariției unei pelicule lichide, datorită timpului relativ scurt de încălzire și a dimensiunilor geometrice relativ mici, conductibilitatea prin convecție nu este semnificativă și va fi în cele ce urmează neglijată. La temperaturi foarte ridicate ale suprafeței la care se ajunge în unele cazuri practice, trebuie considerate și pierderile de energie prin radiație, care pot ajunge semnificative. De aceste pierderi se va ține seama sub forma unor condiții suplimentare puse pe suprafață.

Cu aceste precizări putem stabili că efectele termice ale radiației laser trebuie studiate pe baza transferului căldurii prin conducție. Valoarea concretă a conducției în sensul stabilirii unei distribuții de temperatură se determină cu ajutorul ecuației căldurii. De aceea, în acest capitol vom proceda la o descriere sumară a ecuației căldurii, accentuînd îndeosebi asupra modului în care pot fi introduse în ecuație diferitele aspecte fizice care circumscriu o situație reală.

Există unele cazuri particulare în care se pot da soluții simple ale ecuației căldurii. În § 4.3 vor fi expuse cîteva dintre aceste soluții analitice care permit aprecierea cu ușurință cel puțin a ordinului de mărime al efectului ce poate fi obținut prin iradierea laser. Pentru evaluarea mai exactă, în cazuri bine particularizate fizic, nu există soluții analitice disponibile, ceea ce impune o tratare numerică, așa cum vom vedea mai departe.

4.1. Ecuația căldurii — generalități

În cele ce urmează vom trata aspectul fizic al ecuației căldurii, urmînd ca cei interesați să găsească o tratare matematică completă în lucrările indicate în anexa bibliografică.

Considerăm un corp încălzit neuniform astfel încît fiecare punct al său se caracterizează printr-o temperatură $T(x,y,z)$. Conform legii lui Fourier căldura care trece în direcția $\vec{n}$, printr-o suprafață A normală pe $\vec{n}$, în unitatea de timp este

$$q = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = -KA\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}n} \tag{1}$$

unde $\mathrm{d}T/\mathrm{d}n$ este modulul gradientului de temperatură, iar K conductibilitatea termică.

Vom utiliza în continuare în mod consecvent sistemul MKS (pentru transformări în alte sisteme de unități se poate consulta anexa 2), deci q va fi măsurat în J/s sau W, iar k în J/(m·s·k) sau W/(mk), avînd dimensiunea $MLT^{-3}K^{-1}$. Sensul fizic al lui k reiese imediat din ecuația (1) : conductibilitatea termică este cantitatea de energie ce trece prin unitatea de suprafață în unitatea de timp, cînd există un gradient de temperatură de 1K/m. Dar „energie în unitatea de timp" înseamnă putere, iar aceasta

Scanned with OKEN Scanner

împărțită la arie dă densitatea de putere, deci prin k înțelegem densitatea de putere ce străbate materialul datorită unui gradient de temperatură egal cu unitatea. În cazul cel mai general k depinde de punct (cazul unui corp neomogen), de direcție (cazul unui corp anizotrop) și de temperatură (cazul „neliniar"). Cu excepția unor referiri speciale, în cele ce urmează vom considera numai corpuri omogene și izotrope, astfel încît rămîne de interes doar dependența $k = k(T)$. Pentru majoritatea materialelor, în cadrul aceleiași stări de agregare, variația lui k cu temperatura este destul de lentă, menținîndu-se la același ordin de mărime. De exemplu, în cazul fierului, material pentru care k are o dependență relativ pronunțată de T, $k(273\text{K}) = 59{,}3$ W/mk, iar cu creșterea temperaturii, k scade monoton atingînd, la temperatura de 1073, 15_1K, valoarea $k = 29{,}1$ W/mk. În mod obișnuit, se folosește fie ca o valoare medie pe intervalul de interes

$$k = \frac{\int_{T_1}^{T_2} k(T)\, \mathrm{d}T}{T_2 - T_1} \tag{2}$$

fie o aproximare a variației conductibilității termice cu temperatura printr-o funcție matematică simplă.

Gradientul de temperatură care apare în (1) trebuie considerat ca o compunere a gradienților după toate direcțiile și prin urmare, fluxul de căldură total va fi rezultanta tuturor fluxurilor datorate acestor gradienți. Ca urmare, ecuația (1) devine foarte complicată, astfel încît determinarea distribuției de temperatură face necesară obținerea unei ecuații diferențiale care să descrie evoluția temperaturii. Pentru găsirea unei astfel de ecuații în coordonate carteziene, vom considera un corp paralelipipedic cu fețele paralele cu axele de coordonate (fig. 1). Conform Legii lui Fourier (cum se mai numește relația (1)), fluxul de căldură ce străbate fața $ADEF$ a paralelismului după direcția x este

$$\mathrm{d}q_x = -k\, \mathrm{d}y\, \mathrm{d}z \frac{\partial T}{\partial x} \tag{3}$$

Fluxul ce străbate suprafața $BCHG$ se poate obține printr-o dezvoltare în serie și păstrînd doar primii doi termeni ai dezvoltării

$$\mathrm{d}q_{(x+\mathrm{d}x)} = \mathrm{d}q_x + \frac{\partial}{\partial x}(\mathrm{d}q_x)\, \mathrm{d}x + \ldots \tag{4}$$

Atunci acumularea de căldură în unitatea de timp în corpul considerat, datorită fluxului paralel cu direcția x, este

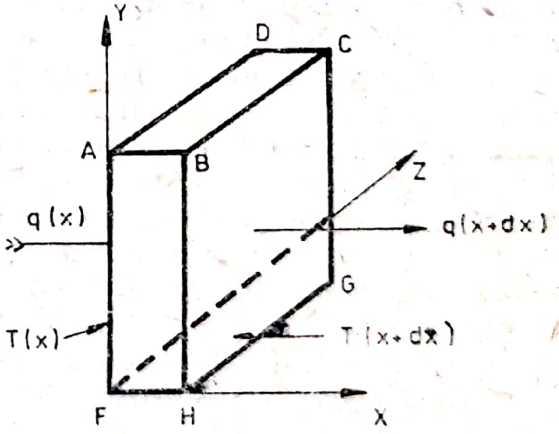


Fig. 4.1. Deducerea ecuației căldurii

$$\mathrm{d}q_x - \mathrm{d}q_{(x+\mathrm{d}x)} = -\frac{\partial}{\partial x}(\mathrm{d}q_x)\, \mathrm{d}x = \frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) \mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z \tag{5}$$

În mod analog se vor obține și cantitățile de căldură acumulate în unitatea de timp, datorită fluxurilor paralele cu axele y și z. Dacă în uni-

Scanned with OKEN Scanner

tatea de timp și de spațiu este generată o cantitate de căldură $S(x,y,z,t)$, atunci căldura generată în volumul considerat va fi $S(x,y,z,t)\,dxdydz$.

Căldura acumulată și cea generată duc la creșterea energiei interne a corpului considerat. Această variație a energiei interne se poate scrie:

$$c\rho\,dx\,dy\,dz\frac{\partial T}{\partial t}$$

unde c este capacitatea calorică a unității de masă, iar ρ este densitatea. Folosind legea conservării energiei putem scrie:

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial T}{\partial z}\right)+S \qquad (6)$$

sau mai general

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t}=\nabla(k\nabla T)+S \qquad (7)$$

Termenul sursă S din ecuația (7) are dimensiunea unei densități de putere (W/m^3), iar în cazul iradierii mediilor semitransparente S trebuie corelat cu fluxul laser absorbit. Capacitatea calorică c se măsoară în $J/(kg\,.\,K)$, de unde rezultă că produsul $(c\rho)$ are sensul de capacitate calorică de volum.

Dacă conductibilitatea termică k se poate considera constantă, ecuația (7) devine

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t}=k\,\nabla^2T+S(x,\,y,\,z,\,t) \qquad (8)$$

ecuație neomogenă care se mai poate scrie și sub forma

$$\frac{1}{K}\frac{\partial T}{\partial t}=\nabla^2T+\frac{S}{K}, \qquad (9)$$

unde $K=k/(c\rho)$ este difuzivitatea mediului ce se măsoară în m^2/s, valoarea sa exprimînd creșterea temperaturii mediului în unitatea de timp la un flux de putere unitate. În Tabelul 2.1 sînt date cîteva valori pentru unele materiale uzuale pentru mărimile c,ρ,k,K. Nu există o notație consacrată pentru conductibilitatea și difuzitatea termică. Sperăm ca notația adoptată să nu ducă la confuzii deoarece K poate însemna și mărimea fizică difuzivitate și unitatea de măsură grad absolut (Kelvin), de asemenea k poate însemna fie mărimea fizică conductibilitate, fie constanta lui Boltzmann, fie un simplu indice. Deoarece contextul în care apar respectivele simboluri (mărime fizică, unitate de măsură, constantă, indice) este diferit, considerăm exclusă șansa de confuzie.

Din relația (3) obținem

$$\Delta T=-K\Delta y\Delta z\frac{\Delta T}{\Delta x}\Delta t$$

de unde rezultă că difuzivitatea K reprezintă numeric variația de temperatură ce se produce în unitatea de volum și în unitatea de timp de acel flux de căldură ce asigură pe unitatea de lungime o cădere de temperatură de un grad (din acest motiv Maxwell a și propus pentru difuzivitate termenul sugestiv de „conductivitate termometrică"). Dacă acțiunea termică se

Scanned with OKEN Scanner

face numai pornind de la suprafața corpului, acesta nefiind încălzit din interior, ecuația (8) devine omogenă

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \nabla^2 T. \tag{10}$$

În cazul unei probleme unidimensionale, de exemplu, pentru studiul propagării căldurii de-a lungul unei bare de lungime L, laplaceanul $\nabla^2 T$ devine $\partial^2 T/\partial x^2$, iar ecuația (10) se scrie

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \tag{11}$$

Dăm mai jos expresiile laplaceanului în sistemele de coordonate uzuale

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \tag{12}$$

coordonate carteziene,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \Phi^2} + \frac{1}{r^2 \mathrm{tg}\Phi}\frac{\partial}{\partial \Phi} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2}, \tag{13}$$

coordonate sferice,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \tag{14}$$

coordonate cilindrice,

unde r este coordonata radială, θ și Φ unghiurile reprezentate în figura 2. Evident, în cazul simetriei cilindrice mărimile ce apar în ecuație nu mai depind de θ și

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tag{15a}$$

iar în cazul simetriei sferice complete

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}. \tag{15b}$$

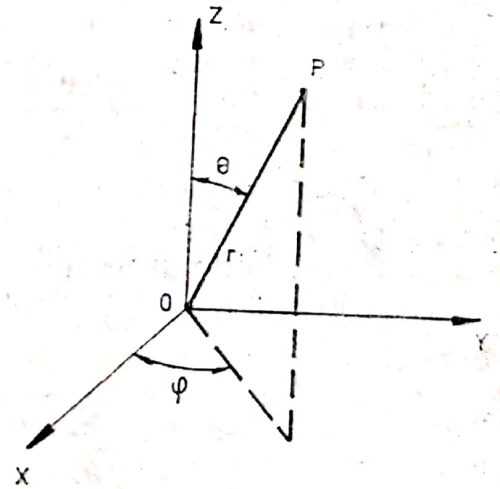


Fig. 4.2. Notația în coordonate sferice.

4.2. Condiții la limită

O soluție bine precizată, unică, se poate obține din ecuația căldurii (2.2) numai indicînd condiția inițială, adică distribuția temperaturii la momentul inițial $t = 0$, în întreg volumul corpului

$$T(x,y,z,0) = f(x,y,z) \tag{16}$$

și condițiile la limită.

Scanned with OKEN Scanner

Există mai multe modalități de precizare a condițiilor la limită, fiecare modelînd o anumită situație fizică. De exemplu, pe o suprafață putem considera că temperatura este menținută constantă sau că pe ea cade un anumit flux termic. În cele ce urmează vom considera trei tipuri fundamentale de condiții la limită pe care le vom exemplifica pe cazul unidimensional.

1. Pe suprafața corpului (frontieră) este precizată valoarea pe care o ia în fiecare moment temperatura, pentru tot domeniul de timp în care se rezolvă ecuația. Pe o bară (învelită adiabatic) de secțiunea A, frontiera este formată de cele două capete, iar pentru un capăt, să zicem pentru cel cu $x = 0$, trebuie specificat

$$T(0,t) = f(t). \tag{17}$$

Pentru celălalt capăt, $x = L$, trebuie dată de asemenea o condiție care poate fi de forma (17), fie de tipul celor ce se vor discuta în continuare.

2) Pe frontieră este dată valoarea derivatei spațiale a temperaturii, de exemplu

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = F(t). \tag{18}$$

Comparînd (18) cu ecuația (1), observăm că semnificația lui F trebuie să fie $-q/kA$ și deci această condiție exprimă cazul în care se dă fluxul de putere $\varphi = \frac{q}{A}$ ce satisface pe suprafață relația

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = \frac{\varphi(0,t)}{k}. \tag{19}$$

3. Pe frontieră este dată o relație liniară între derivată și funcție

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = aT(0,t) + bf(t). \tag{20}$$

Din punct de vedere fizic, ecuația (20) poate corespunde unui schimb de căldură dat de legea lui Newton, conform căreia fluxul de putere pe suprafața corpului este proporțional cu diferența între temperatura θ a mediului ambiant și temperatura pe suprafața $T(0,t)$ adică

$$\varphi = H(T\ (0,t) - \theta) \tag{21}$$

de unde

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{H}{k}\,[T(0,t) - \theta]. \tag{22}$$

Coeficientul de transfer $h = \frac{H}{k}$ $[\mathrm{J(K \cdot m^{-1})}]$ este o mărime experimentală într-o primă aproximație constantă care poate fi funcție de T sau θ. Observăm că în cazul transferului radiativ se poate aplica de asemenea o condiție de tip 3, cu $H \sim T^3$ (în cazul T nu mult diferit de θ). De fapt, în cazul cel mai general, se pot pune condiții la limită neliniare de tipul

$$\frac{\partial T}{\partial x} = f(T(0,\ t),\ \theta(0,\ t)), \tag{23}$$

Scanned with OKEN Scanner

unde în cazul radiativ

$$f = \frac{\sigma \varepsilon}{K} (T^4(0, t) - \theta^4(0, t)) \tag{24}$$

în care σ este constanta lui Stefan-Boltzmann, iar $\varepsilon(\lambda)$ exprimă emisivitatea suprafeței.

În cazul mediului neomogen, în care avem puncte de discontinuitate de exemplu în locul în care sînt alăturate două materiale diferite, soluția se caută în intervalele de continuitate, folosindu-se ecuația căldurii, iar la frontieră se impun soluțiilor condiții de racordare. De obicei, se cere continuitatea temperaturii și a fluxului termic:

$$T(x_i - 0, t) = T(x_i + 0, t)$$
$$k(x_i - 0) \frac{\partial T^{(x_i - 0, t)}}{\partial x} = k(x_i + 0) \frac{\partial T^{(x_i + 0, t)}}{\partial x} \tag{25}$$

Mai observăm că există și situația în care condițiile la limită sînt împinse la infinit (de ex. încălzirea unei bare infinite sau semifinite), și în acest caz se demonstrează că existența soluțiilor este asigurată.

4.3. Aplicabilitatea ecuației căldurii

Ecuația căldurii prezentată în paragrafele anterioare descrie corect distribuția de temperatură numai dacă: 1) timpul de iradiere nu este foarte scurt (în caz contrar ecuația căldurii trebuie înlocuită cu ecuația telegrafiștilor, care ține seama de viteza finită de propagare a căldurii); 2) spațiul pentru care se aplică nu este mic; 3) nu au loc fenomene care să altereze valabilitatea ecuației căldurii. Vom trece peste aspectul teoretic al acestor limitări și vom spune că practic semnificația lor este următoarea:

1°. Durata pulsului nu trebuie să fie mai mică de cîteva zeci/sute de nanosecunde. Pentru laseri cu pulsuri mai scurte, efectul termic asupra materialului neionizat este neglijabil, efectul principal al iradierii fiind producerea și încălzirea plasmei. Fizic vorbind, căldura nu mai are timp să intre în material, energia este absorbită pentru încălzirea plasmei create.

2°. Conductibilitatea termică mediază anumite mărimi de tipul drumului liber mijlociu al electronilor și de aceea nu are rost să studiem distribuția de temperatură în corpuri sau pe regiuni mai mici decît, să zicem, de cîțiva microni. (Evident, după cum am văzut, nu are rost să ne gîndim la o pată focală mai mică decît cîteva lungimi de undă a radiației laser.)

3°. Dacă încălzirea este urmată de alte fenomene ca: topire, evaporare, excitări, disocieri, ionizări, în general orice schimbare de fază, atunci ecuația căldurii nu poate aproxima ea singură, corect, fenomenul. Deoarece în multe cazuri practice scopul urmărit la iradierea cu laserul este topirea (la sudură) sau evaporarea (la perforări), (sau o schimbare de fază la procesele de durificare, în capitolul următor vom studia modificările ce trebuie aduse, pentru ca în ecuația căldurii să se poată ține seama și de aceste situații.

În cele ce urmează ne vom preocupa de studierea detaliată a încălzirilor fără transformări de fază. Determinarea distribuției corecte de tem-

Scanned with OKEN Scanner

peratură într-un caz particular concret este condiționată de o serie de parametri. În primul rînd intervine descrierea geometrică a domeniului, în principiu ecuația căldurii putînd fi scrisă și rezolvată pentru orice formă de corp; apoi, descrierea spațio-temporală a fasciculului; al treilea parametru se referă la caracterizarea materialului prin constantele k, σ și c, care la rîndul lor pot fi funcții de punct și de temperatură; sînt, de asemenea, foarte importante stabilirea condițiilor termice inițiale și caracterizarea interacției corpului studiat cu corpurile învecinate, adică toate celelalte condiții de pe frontieră, în afara regiunii iradiate. Am recapitulat toți acești parametri pentru a arăta că un rezultat corect este condiționat de posibilitatea de modelare corectă pe care o oferă, cel puțin virtual, ecuația căldurii. În realitate avem de ales între două posibilități: sau aproximăm situația concretă în așa fel încît să o aducem la o formă pentru care soluția ecuației este cunoscută și se exprimă analitic, sau trebuie să apelăm la aproximații numerice care pot modela mult mai bine (teoretic, oricît de bine) situația reală. Fiecare din aceste posibilități are avantajele și neajunsurile ei: metoda analitică este în general mai ușor de estimat și dă ordinul de mărire, o primă aproximație, a efectului termic pe care îl putem sconta. Metodele numerice necesită accesul la un calculator relativ puternic (ca viteză și memorie) în schimb aproximează mult mai bine (teoretic oricît de bine) situația reală.

4.4. Particularități ale condiției la limită în regiunea iradiată cu laserul

Odată precizată forma domeniului, distribuția inițială de temperatură (16) și condițiile la limită, ecuația căldurii (8) permite aflarea soluției $T(x,y,z,t)$ pentru un corp caracterizat prin c, σ, k și, eventual S.

În cazul iradierii cu laser, condiția de limită este de tipul (19), unde $\varphi(0,t)$ este fluxul de putere absorbit efectiv pe suprafață. Aici trebuie să facem precizarea că, în general, suprafețele reflectă o parte din fasciculul laser inițial φ_L conform relației

$$\varphi = \varphi_L \varepsilon_\lambda, \tag{26}$$

unde ε_λ este emisivitatea suprafeței pentru lungimea de undă λ. Dacă materialul este opac la radiația laser, atunci legătura între reflectivitatea R_λ și ε_λ este:

$$\varepsilon_\lambda = 1 - R_\lambda. \tag{27}$$

Într-o primă aproximație putem considera că $\varepsilon = 0{,}02 \ldots 0{,}06$ pentru metale polisate, $\varepsilon = 0{,}4 \ldots 0{,}7$ pentru metale oxidate, $\varepsilon = 0{,}6 \ldots 0{,}9$ pentru hîrtie, lemn, ceramică, plastice, $\varepsilon = 0{,}9 \ldots 0{,}98$ pentru grafit, negru de fum.

Într-o aproximație mai bună, figura 3 reprezintă pe ε_λ pentru cîteva materiale uzuale la temperatura de 300 K, observînd că pentru temperaturi mai ridicate, emisivitatea crește.

Observăm că pentru $\lambda = 10{,}6$ μm emisivitatea oțelului este de aproximativ 2,5 ori mai mare decît cea a argintului, cuprului sau aluminiului. Aceasta explică de ce uzinajul metalelor feroase este mult mai eficient decît cel al cuprului, alamei, aurului etc.

În principiu, emisivitatea este greu de precizat, pentru că, în afară de lungimea de undă și de temperatură, depinde hotărîtor de starea supra-

Scanned with OKEN Scanner

feței. Într-adevăr, o suprafață metalică reală este mai mult sau mai puțin rugoasă, este mai mult sau mai puțin oxidată și mai poate fi contaminată de urme de substanțe organice care în infraroșu pot fi extrem de absorbante. În plus, suprafața poate adsorbi gazele ambiante și pe ea pot adera particule de praf sau alte impurități. În felul acesta o suprafață chiar de metal nobil (aur, platină) poate avea regiuni care inițial au o mai mare emisivitate, care crează astfel regiuni cu temperaturi mai mari, care la rîndul lor cresc emisivitatea. Acest mecanism în lanț explică, între altele, de ce oglinzile laserilor de mare putere trebuie să fie extrem de curate, lipsite de praf și de urme de grăsime.

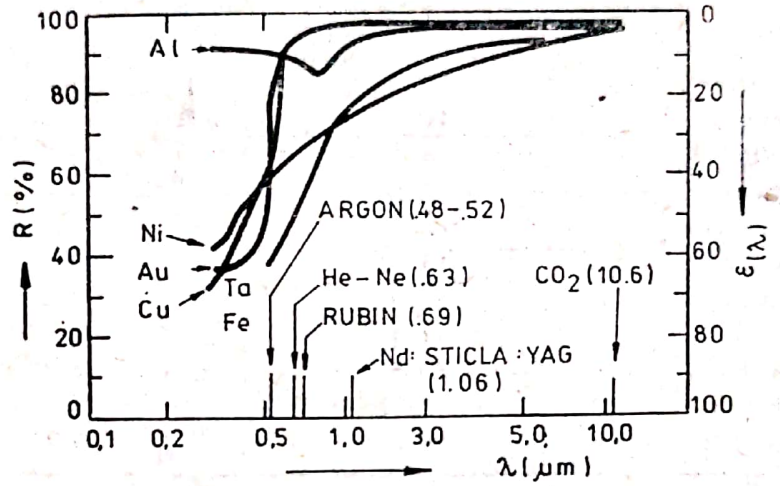


Fig. 4.3. Reflexia unor metale la 300 K. Sînt menționate și liniile laser de interes.

Pentru metale se poate arăta că:

$$\varepsilon_\lambda(T) = 0{,}06(r/\lambda)^{3/2} - 0{,}067\ r/\lambda + 0{,}365\ (r/\lambda)^{1/2}, \qquad (28)$$

unde $r[\Omega\ m^2/m]$ este rezistivitatea metalului considerat care la rîndul ei depinde de temperatură după relația

$$r(T) = r_0(1 + \gamma(T - 293)), \qquad (29)$$

unde r_0 este rezistivitatea la 20C, iar γ este coeficientul de variație al rezistivității cu temperatura. Tabelul 1 dă r_0 și γ pentru cîteva metale și atragem atenția că relația (29) își pierde din precizie pentru temperaturi mari, cum ar fi cele apropiate de temperatura de topire a respectivului metal.

În fine, în Tabelul 2 sînt date, orientativ, cîteva valori ale emisivității unor materiale pentru regiunea vizibil-infraroșu a spectrului. Iar ca regulă generală pentru infraroșu la 10μ pentru calculele estimative de primă aproximație $\varepsilon = 0{,}5$ pentru materiale dielectrice, semiconductoare (evident nu cele transparente la radiație!) și $\varepsilon = 0{,}2$ pentru metale, în ipoteza că suprafața lor nu a fost depusă și păstrată în așa fel încît să fie perfect reflectatoare. O suprafață care ajunge să fie uzinată cu laserul este îndeobște suficient de rugoasă și cu impurități superficiale care demarează procesul de încălzire, după care (cf. (28), (29)) însuși materialul devine destul de absorbant).

Cum în spotul focal temperatura ajunge foarte ridicată, este formal să verificăm dacă pierderea prin radiație, măcar în această regiune, nu

Tabelul 4.1. Rezistivitatea r_0 (la 20C) şi coeficientul de schimbare a rezistivităţii cu temperatura γ.

Material	r_0 (Ωcm) $\times 10^{-6}$	γ Ωcm/°C) $\times 10^{-3}$
Alama	8	1,5
Aluminiu	2,82	3,6
Argint	1,62	3,6
Aur	2,42	3,6
Bronz	8	3,5
Constantan	4,9	0,01
Cupru	1,72	4
Fier	9,8	5
Invar	78	2
Mangan	44	0,01
Molibden	5,6	4,7
Nichel	7,24	5,4
Nichelcrom	100	0,4
Oţel inox	15	3
Platină	10,5	3,7
Staniu	11,4	4
Tantal	15,5	3,1
Zinc	5,92	3,5
Wolfram	5,5	5,2

ajunge să fie semnificativă. Să ne plasăm într-un caz extrem şi să apreciem că temperatura spotului este $T_s = 3000$K, $T_a = 300$K este temperatura ambiantă şi $\varepsilon = 1$ în acest caz legea lui Stefan dă un flux de emisie de

$$\varphi_r = \sigma\varepsilon(T_s^4 - T_a^4) \simeq 460 \text{ W/cm}^2,$$

care este însă neglijabil faţă de 10^4 Watt/cm^2 care reprezintă un flux laser minim pentru a spera obţinerea temperaturii considerate. Pierderile radiative încep să fie semnificative abia în regiunea plasmelor suficient de fierbinţi.

În fine, ultima condiţie la limită care trebuie discutată este aceea a influenţei pierderilor prin convecţie avînd în vedere că, în majoritatea cazurilor, uzinajul laser este făcut în atmosferă sau, mai mult, uneori asupra unei regiuni iradiate este trimis un jet de gaz.

Vom considera că fluxul φ_c convectiv este dat de legea lui Newton

$$\varphi_c = H(T_s - T_0). \tag{30}$$

În cazul în care corpul are forma unui cilindru de diametru d şi care este cufundat într-un jet de aer cu viteza U atunci avem

$$H = 3 \cdot 5 \times 10^{-4}(U/d)^{1/2} \text{W cm}^{-1}\text{K}^{-1}. \tag{31}$$

Considerînd $d = 1$ cm şi $U = 1000$ cm/s rezultă $\varphi_c = 33$ W/cm, ceea ce este cu totul neglijabil dacă ne gîndim că în cazul considerat întreg cilindrul (nu numai pata focală) a fost încălzit la T_s.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.2. Valorile lui ε pentru diferite materiale în vizibil și la $T \simeq 20°C$

Materialul	Starea suprafeței	ε_n
Aur	polizată fin	0,016
	polizată	0,025
	nepolizată	0,47
Alamă	polizată	0,05
	mată	0,202
	brumată	0,42
	oxidată	0,22
	oxidată la 600°C	0,61
Aluminiu	polizată	0,040
	oxidată la 600°C	0,110
	tablă de aluminiu	0,216
Argint	polizată	0,025
Crom	polizată	0,058
Crom-nichel	—	0,64
Cupru	depusă în vid	0,016
	polizată	0,030
	zgîriată	0,070
	oxidată	0,760
	oxidată prin încălzire la 600°C	0,570
	brumată	0,780
	laminată	0,040
	topită	0,160
Cositor	lucioasă	0,070
Fier	polizată fin	0,052
	polizată	0,242
	ruginită, roșie	0,61
	ruginită în profunzime	0,85
Fier	topită, oxidată mat	0,94
	tablă lucioasă	0,55
	fontă brută	0,87
	rugoasă, puternic oxidată	0,95
Mercur	—	0,09
Molibden	filament de	0,096
Nichel	polizată	0,045
	oxidată	0,041
	nepolizată	0,110
Oțel	(tablă) oxidat	0,870
	tablă galvanizată	0,262
Oxid de nichel	—	0,054
Plumb	policată	0,056
Tantal	filament	0,193
Tungsten	—	0,053

Scanned with OKEN Scanner

continuare tabel 4.2.

1	2	3
Zinc	polizată	0,045
	mată	0,25
	oxidată prin încălzire la 400°C	0,11
Azbest	carton	0,96
Cărămidă	roşie, rugoasă	0,93
	rugoasă, sticloasă	0,85
Cauciuc moale	cenuşie	0,86
Grafit	polizată la piatră	0,81
Cuarţ	topită, rugoasă	0,93
Ebonită	neagră, rugoasă	0,95
Negru de fum	—	0,945
Gheaţă	lucioasă, apă	0,966
Granit	polizată la piatră	0,427
Hîrtie	—	0,80
Lemn	rindelată	0,900
Marmură	cenuşiu, deschisă, polizată	0,93
Porţelan	cu smalţ	0,93
Piatră de argilă refractară	emailată	0,75
sticlă	lipsă	0,90

În concluzie, distribuţia de temperatura obţinută depinde în primul rînd de proprietăţile materialului (rezumate prin difuzitate şi emisivitate) şi proprietăţile fasciculului (rezumate prin diametrul spotului şi durata iradierii). Cum dimensiunile regiunii iradiate sînt mult mai mici decît corpul, este posibil, ca o consecinţă a celor discutate mai sus, să aproximăm corpul cu o regiune semiinfinită. Avantajul acestor aproximaţii este existenţa unor soluţii analitice foarte folositoare în aprecierea calitativă, în prima aproximaţie a efectelor termice pe care le putem sconta.

Avînd în vedere că nu există o notaţie unanim acceptată şi pentru a nu se ivi confuzii vom recapitula în tabelul 3 notaţiile utilizate.

Observăm că în această carte este folosit consecvent sistemul de unităţi adoptat internaţional (MKS) în care unitatea de energie este Joule*). În literatur pentru energia înmagazinată termic se mai foloseşte şi caloria (cal), ia în literatura anglo-saxonă unitatea denumită Btu În anexa 1 sînt date relaţiile de transformare între aceste unităţi.

*) Unele derogări nesemnificative se fac cum ar fi folosirea uneori a cm în loc de m. De exemplu, în literatură, intensitatea fasciculului laser este dată mai totdeauna în W/cm², pentru a nu produce confuzii în memorarea ordinelor de mărime am folosit şi noi această unitate. De asemenea, pentru diferenţele de temperatură, gradul Kelvin este identic cu gradul Celsius.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.3. Notațiile utilizate în ecuația căldurii

Notația	Mărimea fizică	Unitatea de măsură
Q	energie	Joule (J)
$q = dQ/dt$	putere	Watt (W)
$\Phi = dQ/dS$	flux de energie	J m^{-2}
$\varphi = dq/dt$	flux de putere (intensitatea radiației notată și cu I)	W m^{-2}
$s = dQ/dV$	densitatea de putere	W m^{-3}
dS	element de arie	m^2
dV	element de volum	m^3
K	grad Kelvin	K
K	difuzivitate termică	m^2/s
$K_n(x)$	funcție Bessel de speța a II-a și ordinul n	—
k	conductivitatea termică	$Wm^{-1}K^{-1}$
k	constanta lui Boltzmann	
ρ	densitatea masică	kg m^{-3}
c	capacitatea calorică masică	J $kg^{-1}K^{-1}$
λ	lungimea de undă	m
R_λ	reflectivitatea	—
ε_λ	emisivitatea	—
C	grad Celsius	C
t	timp	s
T	temperatura	K, C
T_t	temperatura de topire	K, C
T_v	temperatura de fierbere	K, C
l	grosime (pe axa z)	m
$Z_m = 2\sqrt{Kt}$	adîncimea de penetrație a căldurii	m
L_t	căldura latentă de topire	J/kg
L_v	temperatura latentă de vaporizare (fierbere)	J/kg
$I_n(x)$	Funcție Bessel modificată de ordinul n	
a	rază sau „raza" unui fascicul gaussian	m
A	arie	m^2
$H = \varphi/\Delta T$	coeficientul din legea lui Newton	W $m^{-2}K^{-1}$
$h = KH/k$	coeficient de transfer	m^{-1}

4.5. Soluții analitice pentru iradieri staționare

În cele ce urmează vom da soluțiile de interes ale ecuației căldurii; pentru deducerea acestora trimitem la cartea de referință indicată la bibliografie [IV — V, 2].

4.5.1. Încălzirea unui corp semiinfinit cu un flux constant pe întreaga suprafață. Să considerăm un corp care umple un semispațiu mărginit de un plan, cu alte cuvinte, considerăm domeniul

$$-\infty < x < \infty; \quad -\infty < y < \infty; \quad 0 < z < +\infty$$

care este, evident, semispațiul mărginit de planul $z = 0$. Acest plan absoarbe un flux de putere (W/m²) uniform pe suprafața planului și constant în timp. Pentru acest caz singura variabilă spațială de-a lungul căreia variază temperatura este, adîncimea" z măsurată perpendicular pe suprafață. Dependența temperaturii de z și t va fi:

$$T(z, t) = \frac{2\varphi}{k}(kt)^{1/2} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2(Kt)^{1/2}} \tag{32}$$

Scanned with OKEN Scanner

Înainte de a valorifica fizic relația de mai sus, este momentul să amintim definițiile care intervin în multe dintre relațiile ecuației căldurii :

Vom nota :

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} \, d\xi \tag{33}$$

$$\operatorname{erfc} x = 1 - \operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-\xi^2} \, d\xi \tag{34}$$

$$\operatorname{ierfc} x = \int_x^\infty \operatorname{erfc} x \, dx = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} - x \operatorname{erfc} x. \tag{35}$$

Vedem imediat că

$$\operatorname{erfc}(-x) = 2 - \operatorname{erfc}(x); \quad \operatorname{ierfc}(-x) = 2x + \operatorname{ierfc}(x) \tag{36}$$

$$\operatorname{erfc}(0) = 0; \quad \operatorname{erfc}(0) = 1; \quad \operatorname{ierfc}(0) = \pi^{-1/2}$$

Mai menționăm și dezvoltările în serie :

— pentru $x \to 0$

$$\operatorname{erf}(x) = 2/\pi \left(x - \frac{x^3}{3} + \dots \right)$$

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - 2/\pi \left(x - \frac{x^3}{3} + \dots \right) \tag{37}$$

$$\operatorname{ierfc}(x) = 1/\pi(1 + x^2 - x^4/6 + \dots) - x$$

— pentru x

$$\operatorname{erf}(x) = 1 - 1/\pi \; e^{-x^2}(1/x - 1/2x^3 + \dots)$$

$$\operatorname{erfc}(x) = 1/\pi \; e^{-x^2}(1/x - 1/2x^3 + \dots) \tag{38}$$

$$\operatorname{ierfc}(x) = (2\sqrt{\pi}x^2)^{-1} \; e^{-x^2} - \dots$$

Anexa III prezintă tabele cu valorile numerice pentru erfc x, erfc x și ierfc$x$ și se constată că pentru $x \simeq 1$, valoarea lui ierfc x începe să fie neglijabilă față de i erfc 0. Aceasta înseamnă că temperatura în punctul

$$z_m = 2\sqrt{Kt} \tag{39}$$

începe să fie neglijabilă față de creșterea temperaturii pe suprafață. Distanța z_p redă adincimea de penetrație a căldurii după un timp de iradiere t, în timp ce creșterea temperaturii pe suprafață este (din (32) și (37)) :

$$T(0, t) = \frac{2\varphi}{k} \left(\frac{Kt}{\pi} \right)^{1/2}. \tag{40}$$

Această relație exprimă faptul că temperatura suprafeței crește proporțional cu mărimea fluxului și cu radical din timp.

Scanned with OKEN Scanner

Să considerăm că avem un puls dreptunghiular de lărgime Δt și de unitate de energie $E = \Phi \Delta t$. Din (30) rezultă imediat

$$T(0, \Delta t) = \frac{2E}{k}\left(\frac{K}{\pi \Delta t}\right)^{1/2}, \tag{41}$$

deci temperatura suprafeței este proporțională cu energia, dar invers proporțională cu $\sqrt{\Delta t}$, astfel pentru o aceeași energie, temperatura este cu atît mai mare cu cît pulsul este mai scurt. Faptul este ușor de înțeles pentru că relația (39) arată că adîncimea de penetrație a căldurii este cu atît mai mică cu cît timpul este mai scurt.

Tabelul 4 dă valorile ρ, c, ρ, K pentru cîteva materiale. Valorile sînt orientative, ele depinzînd de fapt de temperatură (constante de material se găsesc de asemenea în tabele specializate).

Tabelul 4.4. Cîteva constante termice (valori orientative)

Materialul	Densitatea $[10^{-3}\mathrm{Kgm^{-3}}]$ $[\mathrm{g\ cm^{-3}}]$	Căldura specifică C $[\mathrm{Jg^{-1}K^{-1}}]$ $[\times 10^{-3}\mathrm{JKg^{-1}K}]$	Conductivitatea k $[\mathrm{W\ m^{-1}K^{-1}}]$ $[100\ \mathrm{W\ cm^{-1}K^{-1}}]$	Difuzivitatea K $[10^{-4}\mathrm{m^2S^{-1}}]$ $[\mathrm{cm^2s^{-1}}]$
Argint	10,5	0,235	410	1,7
Aur	19,3	0,13	300	1,18
Cupru	8,3	0,39	380	1,14
Alamă (70 : 30)	8,5	0,38	100	0,33
Crom	7,2	0,44	79	0,25
Nichel	8,8	0,45	58	0,16
Fier	7,8	0,47	60	0,18
Oțel (0, 8Cr; 0,2C)	7,85	0,46	39	0,11
Oțel (10Cr; 15Ni)	8,0	0,48	13	0,034
Aluminiu	2,7	0,9	210	0,86
Wolfram	19,3	0,13	150	0,6
Mercur	13,6	0,14	8,5	0,044
Aer	0,0013	1	0,026	0,187
Apă	1	4,18	0,65	0,00144
Sticlă (crown)	2,4	0,84	1,2	0,0058
Cuarț (topit)	2,8	0,75	2,9	0,014
Alumină (pulbere presată)	3	1	30	1
Polietilenă	0,9	1,3	0,25	0,0022
Cărămidă	2,6	0,84	1	0,0046
Lemn stejar	0,7	1,25	0,2	0,0023

Relațiile (39) și (40) reprezintă prima treaptă în aprecierea efectelor termice ale radiației laser. De exemplu, să vedem ce influență poate avea un puls dat de un laser cu neodim cu energia de 1J și durata de 300 μs focalizat într-un spot de rază de 1 mm pe o țintă de oțel cu $K = 0{,}1\ \mathrm{cm^2 \cdot s^{-1}}$ și $k = 0{,}4\ \mathrm{W\ cm^{-1}s^{-1}}$.

Din (39) rezultă că adîncimea de penetrare a căldurii va fi $z_m = 0{,}1$ mm. Cum diametrul regiunii iradiate este cu un ordin de mărime mai mare decît z_m, aproximația semispațiului iradiat pe întreaga suprafață poate fi satisfăcută, cel puțin în vecinătatea originii. Luînd pentru emisivitate $\varepsilon = 0{,}4$ urmează $\varphi = 4{,}2 \cdot 10^6\ \mathrm{W/cm^2}$ și din (40) o creștere a temperaturii cu 600°C.

Scanned with OKEN Scanner

Rezultă că, în acest caz, efectul termic asupra plăcii de oțel nu poate duce la un efect notabil — nu putem spera o topire. Dacă însă am face o focalizare mai bună și am reduce la 1,7 diametrul spotului, atuci temperatura ar ajunge la 1800°C. În acest caz am obține cu siguranță topirea superficială (care se produce la 1500°C). Dacă ne punem întrebarea mai precis, de exemplu, ce diametru va avea regiunea topită, atunci va trebui să apelăm la soluții analitice mai rafinate, de exemplu, să considerăm semispațiul iradiat pe o regiune de rază finită (§4.5.3). Dacă vrem să știm mai precis dimensiunea conturului trebuie să considerăm, în continuare, și distribuția gaussiană a pulsului (§ 4.5.4). Valorile obținute astfel sînt încă aproximative deoarece au considerat conductivitatea/difuzivitatea constantă de-a lungul întregii plaje de temperatură. Ajungem astfel în punctul în care, în cazul că este necesară o cunoaștere mai exactă a efectului termic, trebuie să apelăm la metodele numerice. În fine, dacă constatăm că o schimbare de fază trebuie să se producă, atunci devine necesară aplicarea estimațiilor care vor fi date în capitolul următor.

4.5.2. **Încălzirea unui corp semiinfinit cu un flux uniform absorbit în volum.** În cazul studiat mai sus, întregul flux de energie era absorbit în stratul superficial, fapt care corespunde fizic iradierii materialelor opace la radiația laser. Există însă și cazuri cînd materialul este mai puțin opac, absorbția făcîndu-se treptat de-a lungul axei z și astfel debitarea energiei se realizează în volum.

Să considerăm că absorbția se face după legea lui Beer, adică dacă fluxul de putere pe suprafață este φ_0, la adîncimea z fluxul va fi

$$\varphi(z) = \varphi_0 e^{-\alpha z} \tag{42}$$

unde $\alpha(\text{cm}^{-1})$ este coeficientul de absorbție al materialului.

În acest caz, soluția ecuației căldurii va fi :

$$T(z, t) = \frac{2\varphi_0}{k}\beta + i\text{erfc}\frac{z}{Z_m} - \frac{\varphi_0}{\alpha k}e^{-\alpha z} + \\ + \frac{2\varphi_0}{\alpha}\exp(\alpha^2\beta^2 - \alpha z)\,\text{erfc}\left[\alpha\beta - \frac{z}{2}\right] + \\ + \frac{\varphi_0}{2\alpha k}\exp(\alpha^2\beta^2 + 2\alpha z)\,\text{erfc}\left[\alpha\beta + \frac{z}{z_m}\right] \tag{43}$$

unde s-a notat $\beta = \sqrt{Kt}$.

În primul rînd observăm că soluția (43) trece la limită pentru o absorbție mare ($\alpha \to \infty$) în relația (32) folosind dezvoltările asimptotice (38).

În origine, pentru $z = 0$ și pentru cazul în care considerăm un coeficient de absorbție mic temperatura devine :

$$T(0, t) \simeq 0{,}44\frac{2\varphi_0}{2k}\left(\frac{Kt}{\pi}\right)^{1/2}. \tag{44}$$

Rezultă că temperatura este ceva mai mică de jumătatea temperaturii la care s-ar fi ajuns dacă fluxul ar fi fost absorbit numai pe suprafață în cazul cînd lungimea de absorbție (α^{-1}) este apreciabil mai mare decît Z_m.

Aceste considerente sînt de folos în special în cazul aprecierii efectelor termice pe ferestrele de ieșire ale laserului sau, în cazul laserului cu CO_2, pentru estimarea efectelor termice la prelucrarea materialelor plastice

Scanned with OKEN Scanner

care sînt parțial transparente la CO_2. Astfel polietilena are $\alpha \sim 15$ cm^{-1} și dacă vrem să facem o sudură a unei folii de 1 mm grosime pe un suport gros din același material, va trebui să avem o creștere de temperatură $\sim 120°C$.

Dar $Z_m = 0{,}1$ cm, înseamnă (conform datelor din tabelul 4,4) un timp de iradiere de aproximativ 1 secundă. Luînd $\varepsilon = 0{,}3$, rezultă din (44) că fluxul de putere necesar al laserului trebuie să fie de 85 W/cm^2. Estimarea în ipoteza absorbției superficiale ar fi dus la un flux de aproape 200 W care evident ar fi distrus foița. Dacă am vrea totuși să folosim un flux de 200 W/cm^2, dar la un timp corespunzător mai scurt, astfel ca temperatura superficială să rămînă de 120°C, atunci am obține o adîncime de penetrație prea mică și sudura nu s-ar mai putea face.

Acest exemplu arată importanța estimărilor chiar de primă aproximație în aprecierea condițiilor de lucru și al efectelor ce pot fi scontate.

4.5.3. **Încălzirea unui corp semiinfinit cu un flux constant pe o suprafață circulară.** Să considerăm acum că blocul de material pe care îl aproximăm din nou ca un semispațiu este iradiat pe o regiune circulară de rază a (fig. 4). În acest caz, temperatura va depinde, în afară de timp, și adîncimea z și de distanța r față de axa z ce trece prin originea spotului. Pentru a scoate in evidență rolul dimensiunilor spotului, vom porni de la puterea absorbită de suprafața q (fluxul corespunzător fiind evident, $\varphi = \frac{q}{\pi a^2}$. Se arată că, în acest caz, soluția generală a ecuației căldurii este :

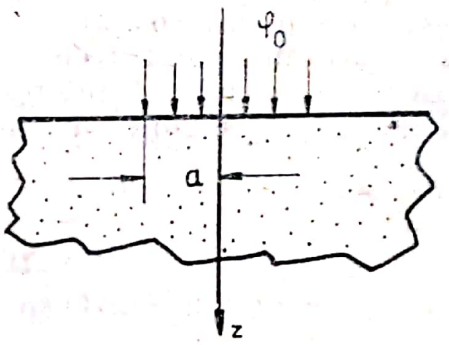


Fig. 4.1. Fluxul φ_0 este uniform și constan pe un cerc de rază a.

$$T(r, z, t) = \frac{q}{2\tau ak} \int_0^\infty J_0(\xi r)\ J_1(\xi a) \left\{ e^{-\xi z} \operatorname{erfc} \left[\frac{z}{Z_m} - \xi\beta \right] - \right.$$

$$\left. - e^{\xi z} \operatorname{erfc} \left[\frac{z}{Z_m} + \xi\beta \right] \right\} \frac{d\xi}{\xi}, \qquad (45)$$

unde J_i sînt funcțiile Bessel de speța întîi și de ordinul i, evaluarea temperaturii într-un punct oarecare dat din interiorul semispațiului necesitînd evaluarea integralei.

Pe axa z, deci în adîncime sub centrul spotului, soluția ia forma mai simplă :

$$T(0, z, t) = \frac{2\varphi}{k} \left\{ \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{Kt}} - \operatorname{ierfc} \frac{\sqrt{z^2 + a^2}}{Z_m} \right\} \qquad (45)$$

în timp ce în centrul spotului vom avea :

$$T(0, 0, t) = \frac{2\varphi}{k} \beta \left\{ 1 - \sqrt{\pi} \operatorname{ierfc} \frac{a}{Z_m} \right\}. \qquad (46)$$

Scanned with OKEN Scanner

Din relația (46) observăm că în cazul cînd adîncimea de penetrație a căldurii, respectiv $2\sqrt{Kt}$, este mai mică decît raza petei focale, obținem, prin dezvoltare în serie a lui ierfc (x) pentru $x \to \infty$:

$$T(0,\ 0,\ t) = \frac{2\varphi}{k}\left(\frac{\beta}{\pi^{1/2}}\right)\left\{1 - \frac{Z_m}{a^2} + \ldots\right\}. \qquad (47)$$

În cazul limită termenul ierfc a/Z_m se anulează deoarece, conform (38), $\lim_{x\to\infty}$ ierf $(x) \to 0$. În acest caz, relația (46) devine identică cu relația (40) care dă temperatura în cazul iradierii întregului semiplan. Deci, vom aplica relația (46) numai atunci cînd pata focală este mai mică sau comparabilă cu adîncimea de penetrație a căldurii, în caz contrar, aproximația (40) este suficientă. Fizic, aceasta înseamnă că dimensiunea finită a spotului trebuie luată în considerație numai pentru focalizări pe arii mici, pentru timpi lungi de iradiere și/sau materiale cu difuzivitate mică. Graficul din figura 5 ilustrează densitatea de flux necesară pentru a ajunge la temperatura de topire pentru diferite materiale, diferite dimensiuni de spot și în funcție de timpul de iradiere. Este un grafic deosebit de util pentru că permite o apreciere rapidă a efectului termic. Amintim că, pentru a evalua intensitatea efectivă a fasciculului laser φ din grafic, trebuie împărțit cu emisivitatea respectivului material (care se găsește în fig. 3) luat pentru lungimea de undă folosită.

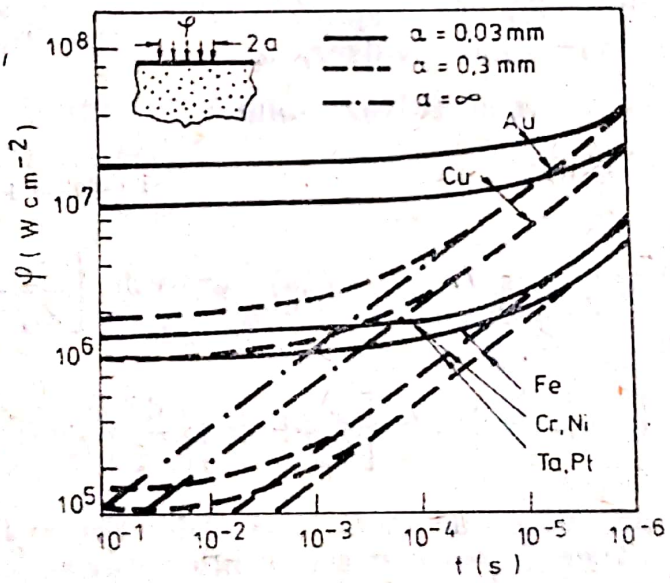


Fig. 4.5. Densitatea de flux necesară pentru a aduce suprafața diferitelor metale, pentru trei raze diferite ale spotului, la temperatura de topire.

Relația (46) arată că există o limită, adică o temperatură maximă T_m spre care se tinde cînd timpul $t \to \infty$. Folosind expresia asimptotică a lui ierfc (x) din (38) se obține imediat :

$$T_m^c = \lim_{t\to\infty} T(0,\ 0,\ t) = \frac{q}{\pi a k} = \frac{\varphi \cdot a}{k}. \qquad (48)$$

Scanned with OKEN Scanner

Relația (47) ne dă deci temperatura maximă pe care o putem spera în condițiile date (Observăm că relația de iradiere pe întreaga suprafață dădea o temperatură monoton crescătoare, dar, după cum am arătat, în cazul timpilor lungi, această aproximație trebuie părăsită). Relația (47) devine valabilă pentru timpi lungi de ordinul a $a^2/(0{,}04 \cdot K)$. Tabelul 5 dă valorile minime pe care trebuie să le ia raportul dintre puterea fasciculului și raza petei focale pentru ca un material să ajungă, după un timp lung (în sensul de mai sus), la punctul de topire.

Tabelul 4.5. Valorile minime ale lui q/a pentru topirea unui strat infinit cu radiație de 10,6 μm focalizată pe o suprafață circulară de rază a

Material	q/a ($\times 10^4$ W/cm)	Material	q/a ($\times 10^4$ W/cm)
Al	13	Pb	0,43
Au	26	Pt	5,3
Mg	6,5	Ta	4,9
Cu	34	Ni	4,4
Sn	0,85	W	8,9
Zn	3,1	Mo	7,3

Din păcate, evaluarea numerică a relației (45) este foarte complicată și este în concluzie greu de apreciat efectul radial. Se demonstrează însă că temperatura medie $\tilde{T}$ pe pata focală tinde asimptotic în timp spre

$$\tilde{T} = 0{,}85\ T(0,0,\infty). \tag{49}$$

Observăm deci că pe spot variația de temperatură nu este mai mare de 15% și este independentă de material.

4.5.4. **Încălzirea unui corp semiinfinit cu un flux distribuit gaussian.** După cum am văzut, distribuția de energie a modului fundamental TEM_{00} este gaussiană și, de asemenea, prin focalizarea acestei distribuții forma *i* se conservă. Vom considera cazul acestei distribuții în speță că intensitatea fasciculului pe suprafața materialului este :

$$\varphi(r) = \varphi_0\ e^{-(r^2/a^2)}, \tag{50}$$

unde „a" („raza fasciculului gaussian) este distanța la care intensitatea scade de e ori, iar φ_0 fluxul de putere maxim pe centru.

Se arată că, pentru această condiție pusă pe frontiera unui semispațiu, soluția ecuației căldurii va fi :

$$T(z,r,t) = \frac{\varphi_0 a^2}{k}\left(\frac{K}{\pi}\right)^{1/2}\int_0^t \frac{\exp -\dfrac{z^2}{4K} - \dfrac{r^2}{4K\xi + a^2}\,d\xi}{\sqrt{\xi}\,(4K\xi + a^2)}. \tag{51}$$

Remarcăm că estimarea numerică a acestei soluții este cu mult mai ușoară decît în cazul iradierii cu un spot uniform după relația (45). În plus, condiția fizică considerată este mai apropiată de situația reală.

Ne putem convinge imediat că în centru vom avea

$$T(0,0,t) = \frac{\varphi_0 a}{k\sqrt{\pi}}\ \mathrm{arctg}\ \frac{2\sqrt{Kt}}{a} \tag{52}$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru timpi în care adîncimea de penetrație este mică vom avea :

$$T(0,\ 0,\ t) = \frac{2\varphi_0}{k}\left(\frac{Kt}{\pi}\right)^{1/2}\left\{1 - \frac{4Kt}{a^2} + \dots\right\} \tag{53}$$

Relația (53) sugerează, prin comparație cu (47), că în cazul gaussian distribuția de temperatură este practic aceeași cu cazul iradierii cu flux constant φ_0 a unui cerc de rază r_0 în cazul în care $r_0 = a$. Privind termenul de ordin superior, rezultă că, în cazul gaussian, temperaturile vor fi ceva mai scăzute.

Temperatura maximă pentru $t \to \infty$ este în centru

$$T_m^G = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\varphi_0 a}{k} = 0{,}886\ T_m^c \tag{54}$$

deci temperatura limită în cazul gaussian este 0,89 din cazul iradierii circulare.

Cu o bună precizie se poate deci spune că distribuția căldurii pentru un fascicul gaussian caracterizat prin φ_0 și a este aceeași cu distribuția unui fascicul de aceeași intensitate φ_0 pe un cerc de rază a. În realitate însă sînt preferate fasciculele gaussiene, care reprezintă modul fundamental de emisie al laserului și care dau cele mai mici pete focale, deci și cele mai semnificative efecte termice.

În încheiere, vrem să facem plauzibil faptul că efectul termic al unei distribuții gaussiene caracterizată prin parametrii φ_0 și a este atît de asemănător cu cel al unei distribuții uniforme de flux de putere φ_0 pe un cerc de rază a. Să calculăm puterea totală cu care este iradiat planul în primul caz :

$$q_G = \int_{\text{plan}} \varphi \mathrm{d}S = \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} \varphi_0\, e^{-\frac{r^2}{a^2}}\, r\, \mathrm{d}\varphi\, \mathrm{d}r = \pi a^2 \varphi_0. \tag{55}$$

În cel de-al doilea caz avem

$$q_G = \pi r_0^2 \varphi_0 = q_G \qquad \text{pentru } r_0 = a, \tag{56}$$

deci avem aceeași putere în ambele cazuri (fig. 6).

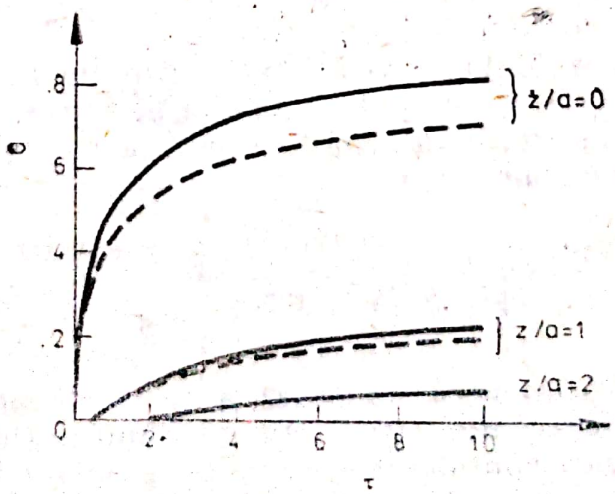


Fig. 4.6. Temperatura θ în funcție de timpul τ pentru spot circular (—) și gaussian (- - - -)
Normarea a fost făcută astfel: $\theta = \pi a k T/\varphi$; $\tau = Z_m/a$

Scanned with OKEN Scanner

4.5.5. Placă infinită încălzită cu un flux uniform. Vom considera o placă infinită de grosime e care absoarbe pe suprafața plană $z = e$ un flux uniform și constant în timp, iar suprafața $z = 0$ este izolată termic (fizic spus, schimbul de căldură cu mediul ambiant este neglijabil. Cazul în care acest schimb devine important este echivalent cu o placă așezată pe un suport și va fi tratat în paragraful următor).

În acest caz vom avea :

$$T(z, t) = \frac{\varphi e}{k} \frac{6Kt + 3z^2 - e^2}{6e^2} -$$

$$- \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} \cdot \cos \frac{n\pi z}{e} \cdot \exp\left(-\frac{K\pi n^2 t}{e^2}\right). \qquad (57)$$

Această relație este destul de puțin transparentă și o vom discuta în cele ce urmează observînd că suma după n este în general rapid convergentă și (57) poate fi ușor programată. Oprindu-ne la primul termen al dezvoltării (57) devine

$$T(z, t) = \frac{\varphi e}{k}\left[\frac{6Kt + 3z^2 - e^2}{6e^2} + \frac{2}{\pi^2} \cos \frac{\pi z}{e} e^{-\frac{\pi Kt}{e^2}}\right]. \qquad (58)$$

relație valabilă pentru o adîncime de încălzire de ordinul de mărime al grosimii. De fapt, acesta este și domeniul de interes pentru că pentru timpi scurți de iradiere, pentru care $2Kt \ll e$, placa se comportă ca un semispațiu și trebuie folosite relațiile din paragrafele anterioare.

Vedem că pe măsură ce timpul crește, temperatura plăcii tinde să crească liniar în timp, iar diferența de temperatură între cele două suprafețe devine mai mică tinzînd spre constanta

$$\Delta T = \lim_{t \to \infty} (T(e, t) - T(0, t)) = \frac{\varphi e}{2k}, \qquad (59)$$

relație ce este valabilă după timpi mai lungi decît

$$t_p \lesssim 0{,}5\ e^2/K. \qquad (60)$$

În această situație

$$T(e, t) \frac{\varphi e}{k} \frac{3\ Kt + 2e^2}{2e^2} \qquad (61)$$

iar, evident, $T(0, t) = T(e, t) - \Delta T$.

Să considerăm spre exemplificare o plăcuță de grosimea $e = 0{,}5$ mm de oțel, cu $K = 0{,}1\ \text{cm}^2\,\text{s}^{-1}$ și $k = 0{,}4$ Watt $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-2}$. Rezultă un timp de penetrație de 0,025 s. În continuare, folosim un laser cu CO_2 cu putere de $q = 200$ W focalizat pe un spot cu diametrul de 0,5 cm. Cel puțin, în regiunea învecinată centrului spotului, aproximația acestui paragraf este plauzibilă. Luînd o emisivitate $\varepsilon = 0{,}4$ vom avea $\varphi = 400\ \text{W/cm}^2$. Urmează că timpul pentru a avea o creștere de temperatură pe suprafața iradiată de 1300°C va fi de $\sim 0{,}04$ s în timp ce cealaltă suprafață va avea o temperatură cu 25 de grade mai coborîtă. Dacă în mod real dorim o astfel de încălzire, ne aflăm în fața unei situații experimentale relativ dificile. Sau avem un obturator suficient de rapid (și aici menționăm că tehnica de obturare a fasciculelor intense înseamnă de fapt o deflectare a lor cu

Scanned with OKEN Scanner

ajutorul unei oglinzi mobile care deviază fasciculul pe țintă după trecerea timpului necesar, după care îl comută pe un corp masiv, absorbant) sau folosim o tehnică de pulsuri repetate. Frecvența de repetiție trebuie să fie însă destul de ridicată, altfel avem o răspîndire radială a energiei, iar pulsurile nu trebuie să fie scurte și de putere, caz în care am obține o temperatură superficială ridicată fără penetrare. Observăm, odată în plus, importanța corelării parametrilor fasciculului laser în funcție de țelul propus.

4.5.6. **Placă infinită încălzită de un flux uniform, absorbit în volum.** Geometria problemei rămîne aceeași ca și în cazul anterior, doar că fasciculul descrește de-a lungul grosimii plăcuței după legea lui Beer

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\alpha z).$$

În acest caz, se demonstrează soluția ecuației căldurii, care este:

$$T(z, t) = \frac{\varphi_0}{2K}\left\{\sum_{n=-\infty}^{n=\infty}\sigma_n(A_n^1 + A_n^2) - 2\exp(-\alpha z) + \right.$$

$$\left. + \frac{\varphi_0}{k}(Kt)^{1/2}\sum_{n=-\infty}^{n=\infty}\sigma_n(B_n^1 + B_n^2)\right. \tag{62}$$

unde

$$A_n^{1,2} = \exp[\alpha^2 z_m^2 \pm \alpha(z - ne)]\left\{\operatorname{erfc}\left[\alpha z_m \pm \frac{(z - 2ne)}{z_m}\right] - \right.$$

$$\left. - \operatorname{erfc}\left[\alpha z_m \pm \frac{(z - 2ne)}{z_m} + \frac{e}{z_m}\right]\right\},$$

$$B_n^{1,2} = 2\operatorname{ierfc}\left[\frac{|z - 2ne|}{z_m}\right] - \exp(-\alpha e)\operatorname{ierfc}\left[\frac{|z - (2n+1)e|}{z_m}\right]$$

$$\text{iar } z_m = 2\sqrt{Kt}.$$

În cazul în care plăcuța este izolată termic pe ambele suprafețe $\sigma_n = 1$, în cazul în care temperatura suprafeței opuse celei pe care cade fluxul este ținută la o temperatură constantă, deci $T = 0$ pentru $z = 0$, atunci $\sigma_n = (-1)^n$.

Convergența seriei (62) este dată de valoarea lui e/z și trebuie însumați atîția termeni pînă cînd $ne/z > \ldots \gg 1$.

Din punct de vedere fizic, relația (62) permite aprecierea încălzirilor unor materiale (slab) absorbante cum ar fi ferestre sau anumiți atenuatori. (Relația (62)) nu este însă adecvată în cazul germaniului la care dependența $K = K(T)$ este foarte bruscă).

4.5.7. **Placă infinită încălzită cu un flux uniform pe o suprafață circulară.** Efectul iradierii unei plăci cu un fascicul laser cu un spot de mărime finită, fie distribuit uniform, fie gaussian, reprezintă o situație frecvent întîlnită în practică. Ea este aplicabilă evident și în cazul plăcilor curbe, a căror rază de curburi este sensibil mai mare decît grosimea lor. Spre deosebire de cazurile studiate pînă acum, soluțiile analitice sînt greu de estimat numeric. De aceea, în prezentul paragraf și în cel următor, vom introduce variabilele într-o formă adimensională care prezintă două avan-

Scanned with OKEN Scanner

taje. Primul este acela al obținerii unor relații matematice cu un aspect mai simplu și în al doilea rînd, se pot da grafice generale cu ajutorul cărora se estimează mai ușor efectul termic într-un caz particular dat. Vom nota cu a raza aricei pe care cade fluxul constant și vom defini următoarele mărimi adimensionale :

„temperatura"	$\theta = 4\ keT\ (r,\ t)/a^2$
„distanța radială"	$\xi = r/a$
„timpul"	$\tau = 4Kt/a^2 = 4kt/\rho c$
„fluxul radiant"	$\eta = a^2H/2ke$

(63)

unde e este grosimea plăcuței.

Avînd în vedere că pentru plăci în multe dintre aplicații se ajunge ușor la temperaturi ridicate (de exemplu, în acțiunile asupra plăcuțelor ceramice, siliciu etc.) vom ține seama și de pierderile prin radiație cu ajutorul legii lui Stefan-Boltzmann liniarizată, după care

$$\varphi_r = 2H T_m, \tag{64}$$

unde φ_r este pierderea prin radiație, iar T_m — temperatura medie a spotului. H este o constantă ce depinde de emisivitate și temperatura mediului ambiant T_0

$$H \simeq 2{\cdot}4 \times 10^{-11}\ T_0^3. \tag{65}$$

Factorul 2 din (64) a fost introdus în ideea că plăcuța are aceeași temperatură T_m pe ambele suprafețe.

Cu noile notații, soluția ecuației căldurii, pentru cazul considerat, este :

$$\theta(\xi,\ \tau,\ \eta) = \int_0^{\tau}\int_0^{1} \exp - \eta(\tau - \tau') - \frac{\xi^2 + \xi'^2}{\tau - \tau'} \times J_0\left(\frac{2\xi\xi'}{\tau - \tau'}\right) 2\xi'\,\mathrm{d}\xi'\,\frac{\mathrm{d}\tau'}{\tau - \tau'}. \tag{66}$$

Menționăm forma pe care o ia soluția în cîteva cazuri particulare.

1) În centrul spotului, adică pentru $r = \xi = 0$,

$$\theta(0,\ \tau,\ \eta) = \int_{1/\tau}^{\infty} \mathrm{e}^{-\eta/u}\,(1 - \mathrm{e}^{u})\,\frac{\mathrm{d}u}{u^2}. \tag{67}$$

2) În centru și cînd pierderile prin radiație sînt neglijabile,

$$\theta(0,\ \tau,\ 0) = \tau(1 - \mathrm{e}^{-1/\tau}) - E_i(-1/\tau), \tag{68}$$

unde $E_i(x)$ este funcția exponențială integrală definită ca :

$$E_i(x) \int_{\infty}^{x} \mathrm{e}^{u}\,\frac{\mathrm{d}u}{u}, \qquad (x < 0). \tag{69}$$

3) Pentru timpi scurți de iradiere, folosind dezvoltarea în serie a lui $E_i(x)$, (68) devine :

$$\theta(0,\ \tau,\ 0) = \tau - \tau^2\mathrm{e}^{-1/\tau}. \tag{70}$$

4) Pentru timpi lungi

$$\theta(0,\ \tau,\ 0) = \ln\tau + (1 - \gamma). \tag{71}$$

Rezultatele numerice calculate pornind de la (67—72) sînt redate în fig. 7 și fig. 8. Observăm în cazul de față avantajul variabilelor adimen-

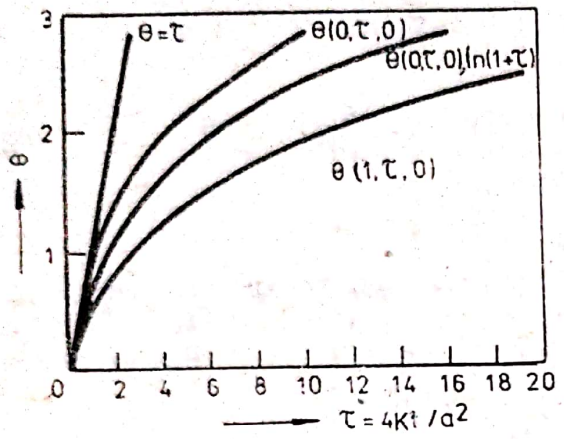


Fig. 4.7. Creșterea temperaturii în timp în diferite situații (flux uniform pe spot de rază a, constant).

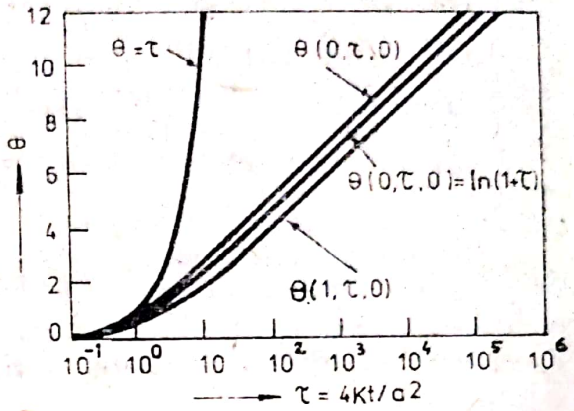


Fig. 4.8. Creșterea temperaturii în timp în diferite situații.

sionate; curbele din figurile menționate permit evaluarea situațiilor concrete prin particularizarea constantelor de material. Pentru cazul cînd considerăm prevederile de radiație, integrala dublă (66) este mai dificil de evaluat, unele sugestii în legătură cu metoda ce trebuie utilizată se găsesc în capitolul al VII-lea.

Din punct de vedere fizic, situația tratată reprezintă cazurile cînd din fascicule laser mai largi sînt decupate, cu ajutorul unor măști circulare, regiuni în care fluxul să poată fi considerat constant.

4.5.8. **Placă infinită încălzită cu un flux gaussian.** Vom folosi aceleași notații ca și în paragraful precedent cu singura deosebire că fluxul de putere are o distribuție gaussiană

$\varphi(r) = \varphi_0 \exp(r/a)$, deci a devine raza echivalentă a spotului.

Vom folosi aceleași variabile adimensionale ca în § 4.5.7. În această situație, soluția ecuației căldurii este :

$$\theta(\xi,\ \tau,\ \eta) = \int_0^{\tau}\int_0^{\infty} \exp\left[-\eta(\tau-\tau') - \frac{\xi^2+\xi'^2}{\tau-\tau'} - \xi'^2\right] \times$$

$$\times\ I_0\left(\frac{2\xi\xi_0}{\tau-\tau'}\right) 2\xi'\,\mathrm{d}\xi'\,\frac{\mathrm{d}\tau'}{\tau-\tau'} \tag{72}$$

care, cu ajutorul unei transformate Laplace, se mai poate scrie :

$$\mathrm{O}(\xi,\ \tau,\ \eta) = \mathrm{e}^{\eta} \int_{1/(1+\tau)}^{1} \exp\left[-\xi^2 u - \frac{\eta}{u}\right]\frac{\mathrm{d}u}{u} \tag{73}$$

cu $u = \dfrac{1}{\tau - \tau' + 1}$.

$I_0(\omega)$ este funcția Bessel modificată de ordinul zero, definiția ei este dată în capitolul al VII-lea.

Ca și în paragraful precedent, dăm cîteva soluții particulare și asimptotice de interes :

$$1.\ \theta(0,\ \tau,\ 0) = \ln(1+\tau)$$

$$2.\ \theta(\xi,\ \tau,\ 0) = -E_i\left(-\frac{\xi}{1+\tau}\right) + E_i(-\xi^2)$$

$$3.\ \theta(0,\ \tau,\ \eta) = e^{\eta}\left|-E_i(-\eta) + E_i[-\eta(1+\tau)]\right| \qquad (74)$$

$$4.\ \theta(\xi,\ \tau,\ 0) = e^{-\xi^2}\left[\tau + \frac{\xi^2-1}{2}\tau^2\right] \text{ pentru } \tau \text{ mic}$$

$$5.\ \theta(\xi,\ \tau,\ 0) = \ln(1+\tau) - \ln\xi^2 - \gamma + E_i(-\xi^2(+\xi^2/(1+\tau) \text{ pentru } \tau \text{ mare}$$

$$6.\ \theta(0,\ \tau,\ \eta) = \tau - \frac{\eta+1}{2}\tau^2 + \frac{\eta^2+2\eta+2}{6} \text{ pentru } \tau \text{ mic}$$

$$7.\ \theta(0,\ \infty,\ \eta) = e^{\eta}\left[-\gamma - \ln\eta + \eta - \frac{\eta^2}{4}\right] \simeq -\gamma - \ln\eta \text{ pentru } \tau \text{ mic}$$

$$8.\ \theta(0,\ \infty,\ \eta) = \frac{1}{\eta}\frac{1}{\eta^2} + \frac{2}{\eta^3} \simeq \frac{1}{\eta} \text{ pentru } \eta \text{ mare}$$

unde $\gamma = 0,\ 5772\ \ldots$ este constanta lui Euler.

Relațiile (74.4 — 8) rezultă din dezvoltări în serie din care s-au păstrat primii doi termeni.

Să analizăm cazul în care putem neglija pierderile prin iradiere $\eta = a^2H/2k\ l = 0$. Figura 9 redă distribuția temperaturii θ în funcție de raza ξ, pentru cîteva valori caracteristice ale timpului τ de iradiere. Observăm că în toate cazurile temperatura devine neglijabilă la distanța $\xi > 3$ (adică $r > 3a$) față de centru.

Pentru timpi de iradiere mici ($\tau \lesssim 1$) dependența $\theta(\tau)$ este dată de relația (74.4), în timp ce pentru timpi lungi ($\tau \gtrsim 1$) se va folosi relația (74.5). Graficele din figura 9 și figura 10 dau temperatura în funcție de

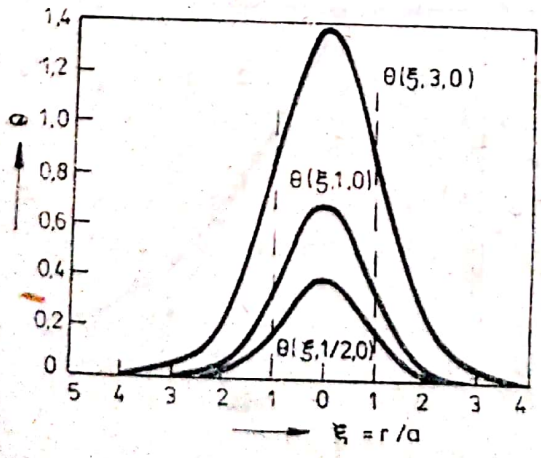


Fig. 4.9. Temperatura în funcție de distanță (fără pierdere radiativă).

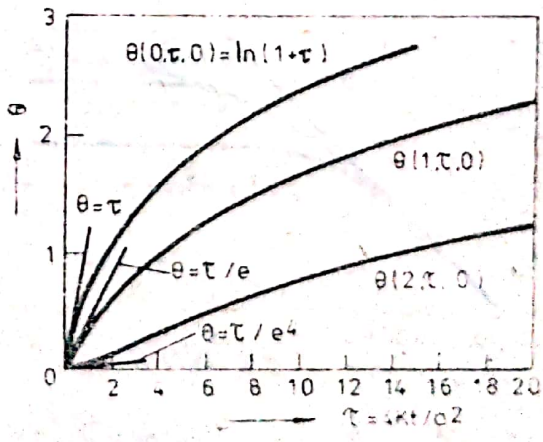


Fig. 4.10. Dependența temperaturii de timp (fără pierdere radiativă).

Scanned with OKEN Scanner

timp. Graficul din ultima figură este în scală logaritmică pentru timp și constatăm că, pentru $\tau \to \infty$ și $\xi = 0$, avem, conform (74.5) :

$$\theta(0, \tau, 0) \simeq \ln \tau - \gamma. \tag{75}$$

Ne reamintim că, în aceeași situație, în cazul unei aceleiași puteri distribuite, însă uniform pe un spot de rază a (conform (71)), dependența era

$$\theta(0, \tau, 0) \simeq \tau - \gamma + 1$$

ceea ce înseamnă, cum era de așteptat, o ușoară încălzire mai rapidă a centrului în cazul uniform.

Să analizăm acum cazul cînd pierderea prin radiație η nu mai poate fi neglijată.

Pentru a ilustra dependența temperaturii de pierderea prin radiație η ne vom referi la temperatura în centru $\xi = 0$, în cazul general estimarea integralei (73) trebuie întreprinsă numeric. În figurile 12, 13, 14 se dau $\theta(\tau)$ pentru η luat ca parametru. După cum este de așteptat η duce la staționaritate, adică temperatura crește pînă în momentul în care pierderile prin radiație egalează puterea adusă de fasciculul laser. Aceasta se realizează fie pentru valori mai mari ale lui η, fie, în orice caz, asimptotic, pentru $\tau \to \infty$. Valoarea temperaturii de staționaritate în funcție de η este dată în figura 14 în care este de fapt trasată dependența $\theta(0, \infty, \eta)$. Pentru

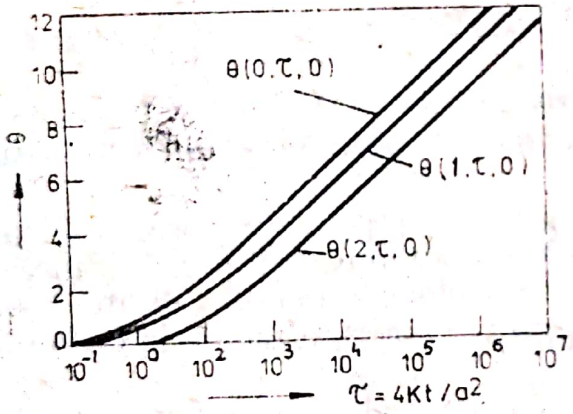


Fig. 4.11. Dependența temperaturii de timp (fără pierdere de radiație).

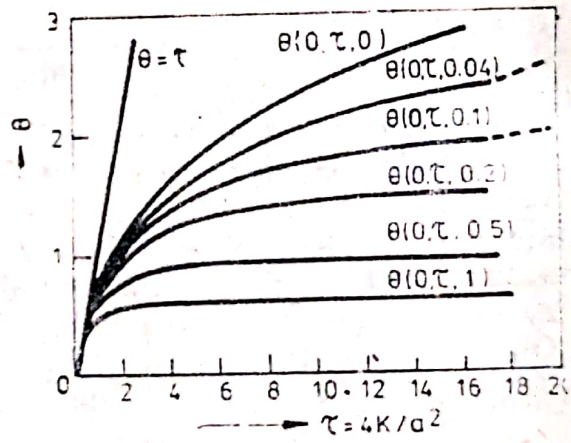


Fig. 4.12. Dependența temperaturii de timp în cazul pierderilor prin radiație (timpi scurți).

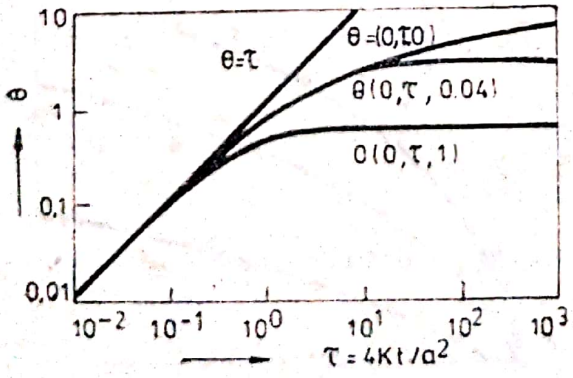


Fig. 4.13. Dependența temperaturii de timp pentru o plajă mai mare de timp (cu pierdere de radiație).

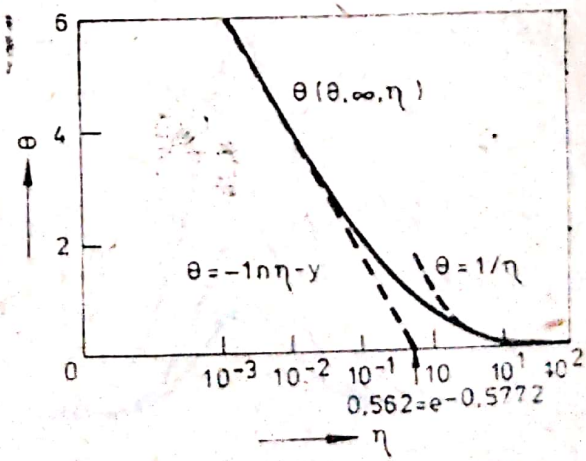


Fig. 4.14. Timpul necesar ajungerii la starea staționară în cazul pierderii prin radiație. Cele două legi limită sînt de asemenea reprezentate.

cazurile extreme, respectiv $\eta \to 0$, curba tinde către cazurile extreme date de relațiile (74.7), iar pentru $\eta \to \infty$, vom folosi relația (47.8). Cînd τ este mic (~ 1), (74.6) devine din nou folositoare și, în concluzie, recomandăm următoarele relații :

$$\begin{aligned} \theta &\simeq \tau && \text{pentru } \tau \text{ mic} \\ \theta &\simeq \ln(1+\tau) && \text{pentru } \tau \text{ intermediar} \\ \theta &\simeq e^{\eta}\{-E_i(-\eta)\} && \text{pentru } \tau \text{ mare} \end{aligned} \qquad (76)$$

pentru o primă aproximație a temperaturii ce se obține în centrul unui spot gaussian, pe o plăcuță.

4.5.9. **Placă pe un substrat infinit încălzită uniform.** Termenul de „placă" a fost folosit mai mult pentru o unitate de expresie ; fizic în majoritatea cazurilor avem de a face cu o depunere pe un substrat mult mai gros. Problema este de interes într-o serie de aplicații în electronică, cum ar fi îndepărtarea unui strat rezistiv de pe o suprafață, așa cum se întîmplă, de exemplu, în ajustarea rezistorilor.

Deci vom considera cazul unui semispațiu deasupra căruia se găsește un strat („placă") dintr-un alt material de grosime e, iar întregul plan este iradiat uniform cu radiație cu φ uniform pe întreaga suprafață și constant în timp.

Vom introduce notația $\alpha_i = (K_i)^{1/2}$, unde $i = 1$ se referă la placă și $i = 2$ la substrat. Definim

$$m = \left(\frac{k_2}{\alpha_2} - \frac{k_1}{\alpha_1}\right) \Big/ \left(\frac{k_2}{\alpha_2} + \frac{k_1}{\alpha_1}\right).$$

În acest caz, soluția ecuației căldurii se arată a fi :

$$T_1(z, t) = \frac{2\alpha_1 t^{1/2}}{k_1} \left\{ \operatorname{ierfc} \frac{z}{z_{\alpha_1}} + \sum_{n=1}^{\infty} (-m)^n \left(\operatorname{ierfc} \frac{2ne + z}{z_1} + \operatorname{ierfc} \frac{2ne - z}{z_1} \right) \right\} \qquad (77)$$

unde

$$z_i = 2\alpha_i t^{1/2}, \qquad i = 1, 2.$$

În relația (77) z măsoară adîncimea în raport cu suprafața peliculei. Temperatura în substrat va fi :

$$T_2(z, t) = \frac{2\alpha_1}{k_1}(1 - m)\, t^{1/2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (-m)^n \left[\operatorname{ierfc} (2n+1)\, e + (z - e)\, \alpha_1/\alpha_2\right]/z_2. \qquad (78)$$

De interes este temperatura pentru $z = 0$ care din (77) rezultă a fi :

$$T_1(0, t) = \frac{2\alpha_1}{\sqrt{\pi} k_1} t^{1/2} + \sum^{\infty} 2(-m)^n \operatorname{ierfc} \frac{2ne}{z_{\alpha_1}}. \qquad (79)$$

Din aceste rezultate urmează că starea termică a peliculei, respectiv dacă pelicula este „străpunsă" termic ($T_1(z, t) \sim T_2(e, t)$), depinde de a, m și de e/z_1. Ca exercițiu este instructiv să calculăm distribuția de temperatură într-o peliculă de aur depusă pe un substrat gros de alumină cu $e = 2{,}5$ μm. Putem să ne convingem că la timpii de ordinul 100 ns pentru

puteri de ordinul $\varphi = 10^5 W/cm^2$ pelicula este termic subțire. De asemenea, putem observa că proprietățile termice depind puternic de cele ale substratului, astfel, dacă în exemplul precedent am fi utilizat un substrat dintr-un plastic cu un coeficient de conductibilitate termică de 5 ori mai mic decît al aluminei, fluxul necesar pentru ca stratul să fie străpuns termic, la un același timp de iradiere, ar fi fost redus la aproximativ o treime.

4.6. Soluții ale ecuației căldurii pentru iradieri nestaționare

În paragraful precedent am considerat fluxul de energie incident constant în timp, $\varphi(t) =$ constant și s-au găsit soluții analitice ale ecuației căldurii în diferite situații. Problema pe care ne-o punem acum este aceea în care condițiile la limită ale ecuației căldurii variază în timp. Aceasta corespunde fizic situațiilor des întîlnite cînd iradierea nu se mai face cu un laser emițind în regim continuu, ci folosind un laser ce funcționează în regim pulsat.

Matematic, cînd condițiile la limită sînt variabile în timp (sau cînd schimbul de radiație termică se face cu un mediu a cărei temperatură variază în timp), se pot aplica trei metode : fie construirea unei funcții Green adecvate, fie folosirea transformatei Laplace, fie aplicarea teoremei lui Duhamel. Pentru cele ce urmează, ne vom referi numai la această ultimă metodă enumerată, deoarece ea folosește direct soluțiile stării staționare. Exprimată într-o formă care să fie cît mai apropiată de situațiile care ne interesează, teorema lui Duhamel stabilește că dacă distribuția de temperatură într-un solid iradiat cu un flux φ constant în timp este $\bar{T}(r, z, t)$, distribuția de temperatură ce se va obține prin iradierea cu un flux variabil în timp $\varphi(t)$ va fi dată de expresia :

$$T(r, z, t) = \int_0^t \varphi(\tau) \frac{\partial}{\partial \tau} \bar{T}(r, z, t - \tau)\, d\tau. \tag{80}$$

(Evident, condițiile inițiale au fost luate aceleași în ambele cazuri.)

Ca o primă observație este că trecerea de la soluțiile analitice pentru stare cu iradiere staționară pe care le-am dat la soluțiile pentru pulsuri se poate face cel puțin numeric folosind relația (80). Integrarea numerică este cu atît mai simplă cu cît forma pulsurilor laser poate fi aproximată prin curbe de expresii simple, iar în cele mai multe cazuri derivata temporală se obține analitic simplu.

Există însă cîteva cazuri particulare de soluții obținute din (80) asupra cărora merită să ne oprim pentru că ele oferă, în multe situații, comportarea termică cel puțin într-o primă aproximație.

Primul, este cazul semispațiului pe suprafața căruia este absorbit un flux de putere $\varphi(t)$. În acest caz, integrala (80) se reduce la :

$$T(z, t) = \frac{1}{k} \left(\frac{K}{\pi}\right)^{1/2} \int_0^t \varphi(t - \tau) \exp\left(-z^2/z_m^2\right) \tau^{-1/2}\, d\tau. \tag{81}$$

Expresia (81) poate fi integrată numeric simplu pentru orice formă de puls. Mai mult, în cazul în care pulsul descrește după legea

$$\varphi(t) = \text{const} \cdot t^{-1/2} \tag{82}$$

atunci integrala (81) se poate efectua și

$$T(z, t) = \frac{(t)\ \pi^{1/2}\ (Kt)^{1/2}}{K} \operatorname{erfc}\ (z/z_m). \tag{83}$$

Scanned with OKEN Scanner

Fizic (82) poate aproxima pulsuri de tip gigantic la care creşterea este rapidă şi urmează o descreştere mai lentă.

Vom considera acum cazul iradierii uniforme a semispaţiului cu pulsuri de formă triunghiulară, astfel ca energia pe puls să fie constantă, H la o aceeaşi durată de timp Δt; ceea ce diferenţiază pulsurile între ele este momentul t_m în care ating valoarea maximă. În speţă, forma pulsului va fi

$$\varphi(t) = \begin{cases} Ht/t_m & 0 < t < t_m \\ \dfrac{H(\Delta t - t)}{\Delta t - t_m} & t_r < t < \Delta t. \end{cases} \tag{84}$$

În acest caz, soluţia pe suprafaţă va lua forma :

$$T(0,\ t = \frac{2H}{k}\left(\frac{K}{\pi}\right)^{1/2}\left\{\frac{1}{t_m}[2t^{1/2}/3 - (t - t_m)^{1/2}] + \right.$$

$$\left. + (t - t_m)^{1/2}/3 + [(\Delta t - t_m) - 2(t - \Delta t)/3]\frac{(t - t_m)^{1/2}}{\Delta t - t_m}\right\}. \tag{85}$$

Figura 16 arată dependenţa de t_m (adică de forma pulsului) a temperaturii maxime ce se obţine şi momentul în care se ajunge la aceasta. Pulsurile, după cum arată (84), formează o familie de triunghiuri cu aceeaşi bază Δt şi aceeaşi înălţime H, deci de un acelaşi flux de energie $\Phi = \frac{1}{2} H\Delta t$.

Se observă că temperatura maximă se obţine pentru $t_m = \Delta t$ fără însă ca acesta să fie mai mare cu 20% decît cel obţinut în situaţia cea mai dezavantajoasă cînd $t_m = 0$.

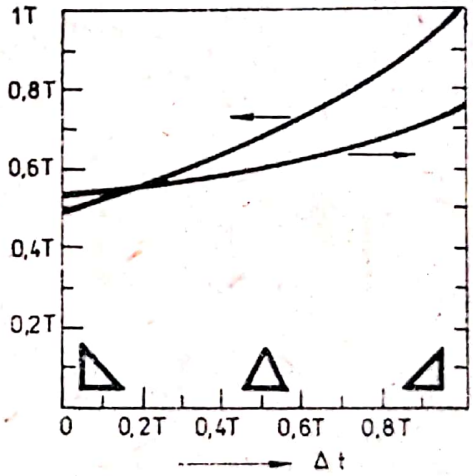


Fig. 4.15. Ajungerea la temperatura maximă în funcţie de forma pulsurilor triunghiulare.

Concluzia ar fi că, pentru o aceeaşi energie, ar fi de preferat pulsurile cu timp lent de creştere şi descreştere rapidă. Problema se complică însă, dacă ne gîndim că procesul de creştere al temperaturii schimbă proprietăţile suprafeţei şi, după cum am văzut, la temperaturi mari, absorbţia creşte — aceasta implică însă contrariul, pulsuri cu creşterea rapidă a căror temperatură maximă se atinge (fig. 16) mult mai repede. Vom avea ocazia ca în capitolul următor să discutăm mai în detaliu situaţiile optime pe cazuri concrete.

Menţionăm că rezultatele obţinute pentru pulsuri de formă gaussiană în timp, adică

$$\varphi(t) = H\ \exp\ [-8\pi\ (t - 1/2\ \Delta t)^2/\Delta t], \tag{86}$$

Scanned with OKEN Scanner

(unde expresia exponențialei a fost luată astfel că în intervalul de timp $(0 - \Delta t)$ să fie practic cuprinsă o aceeași energie ca în cazul pulsului triunghiular într-un același interval), sînt sensibil aceleași ca cele obținute cu un puls triunghiular simetric ($t_m = \Delta t/2$). Soluția generală pentru pulsuri gaussiene în timp de formă (86) (și care iradiază uniform un semispațiu) rezultă imediat din teorema lui Duhamel și este:

$$T(z, t) = \frac{1}{k}\left(\frac{K}{\pi}\right)^{1/2} \int_0^t \tau^{1/2}(t) \exp\left(-z^2/z_m\right) \mathrm{d}\tau. \qquad (87)$$

Dar, după cum am mai spus-o, variația reflexivității odată cu încălzirea, neliniaritatea constantelor de material cu temperatura fac ca lucrul cu relații foarte precise să nu se justifice. Noi recomandăm, cel puțin în situațiile obișnuite și evident pentru pulsuri nu prea scurte ($\simeq 10$ ns) și nici atît de intense ca să ducă evident la schimbarea de fază dacă nu chiar la formarea de plasmă, să considerăm într-o primă aproximație toate pulsurile ca fiind dreptunghiulare cu φ astfel normat, încît Δt să dea energia pe puls și să aplicăm relațiile corespunzătoare din cazul staționar.

A mai rămas de discutat situația încălzirii prin pulsuri repetate. Cazul cînd frecvența de repetiție este mult mai lungă decît durata pulsului poate fi aproximată prin pulsuri date unui material a cărui temperatură crește uniform în timp.

Cazul de interes este cel al unor pulsuri cu perioadă de repetiție de ordinul de mărime al lărgimii pulsului. Cazul cel mai simplu este acela cînd suprapunem soluțiile obținute de la o suită de pulsuri dreptunghiulare. Figura 16 arată calitativ variația de temperatură a unui semispațiu iradiat în acest fel. În cazul unei frecvențe de repetiție mare sau a unui număr de pulsuri ridicat, ordinul de mărime al efectului termic poate fi estimat considerînd iradierea continuă cu un flux mediat în timp.

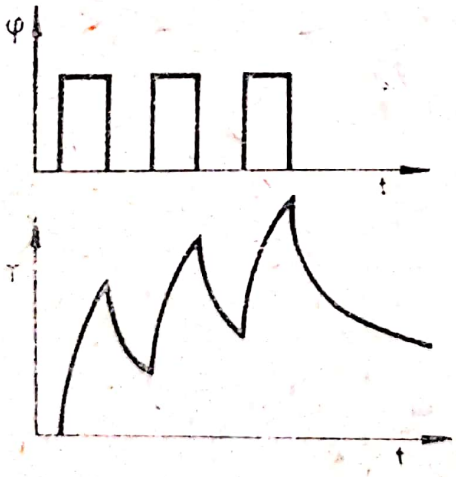


Fig. 4.16. Creșterea temperaturii în cazul unei succesiuni de pulsuri (aspect calitativ). Tratarea corectă se face cu mijloace numerice (cap. VII).

Studiul efectelor termice cu fluxuri care se mișcă pe o suprafață (de exemplu, cazul cînd traversăm o suprafață cu un fascicul laser intens) se reduc în principiu la problema fluxurilor nestaționare.

Considerăm pe întreaga suprafață un flux nul cu excepția unei regiuni a cărei poziție variază în timp și pe care cade fluxul considerat. Cum această situație este legată de aplicații de tipul decupărilor de material, al sudurilor sau al diferitelor tratamente termice locale, discuția mai detaliată a ei va fi amînată pentru un capitol următor.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul V

Încălziri cu transformări de fază

În capitolul precedent am avut în vedere încălzirile obținute prin absorbția radiației laser pînă în vecinătatea punctului de topire.

În acest capitol vom ajunge să putem aprecia situațiile în care intervin și transformări de fază ca topirea și evaporarea. Înainte însă de a trece la estimări cantitative vom demarca cadrul general în care se pun aceste probleme.

Să considerăm un laser ce funcționează în regim pulsat cu pulsuri de durată Δt focalizate pe o țintă, fluxul de putere la un moment dat, în punctul r, este $\varphi(r, t)$ iar energia totală ce i se comunică țintei va fi

$$Q = 2\pi \int_0^a \int_0^{\Delta t} \varphi(r, t)\, r\, dr\, dt. \tag{1}$$

Relația de mai sus presupune o simetrie cilindrică ceea ce este în majoritatea cazurilor valabil (eventual cu excepția spoturilor laserilor TEA-CO_2 care sînt pătrate); în afara cercului de rază a aportul de putere al fasciculului este neglijabil.

Vom considera dimensiunile țintei mari în raport cu a, altfel spus ne vom situa în cazul semispațiului infinit.

Să presupunem acum că pulsul are energia constantă în timp și să ne imaginăm ce efecte termice putem sconta dacă variem lungimea pulsului.

Evident, pentru pulsuri lungi (de obicei regimul cu pulsuri mai lungi de $\simeq 10^{-3}$ s se numește evasicontinuu) energia termică va pătrunde în material. Adîncimea caracteristică, discutată în capitolul precedent, este $Z_m = 2\sqrt{K\Delta t}$ și cu cît (la energie constantă) pulsul durează mai mult, cu atît volumul încălzit va fi mai mare dar la o temperatură mai mică. Invers, pe măsură ce Δt scade, Z_m va fi mic și intreaga energie termică, concentrată într-un volum mult mai mic, va duce la o temperatură corespunzător mai mare. Este evident că pulsurile scurte implică încălziri superficiale dar mai puternice. Scurtînd în continuare pulsul, pe suprafață se ajunge la temperatura de topire. Acest moment este important în aplicațiile legate de sudură. În fine pentru puteri mai mari ale pulsului este atins punctul de fierbere și evaporarea suprafeței. În continuare materialul evaporat la puteri foarte mari, ajunge la temperatura de ionizare și în fața țintei se creează o plasmă densă și mai mult sau mai puțin fierbinte a cărei temperatură depinde esențial, alături de putere și de natura țintei (numărul atomic Z), de lungimea de undă a laserului și de condițiile de lucru(în aer sau în vid). Problema creării și a proprietăților plasmei depășește cadrul subiectului nostru, ea însă a trebuit să fie menționată deoarece în anumite aplicații cu pulsuri scurte și de energii mari plasma creată

Scanned with OKEN Scanner

împiedică transportul de energie la țintă. Pentru țintele care se află în aer între vaporizare și apariția plasmei absorbante mai trebuie menționată o etapă intermediară cînd de pe suprafața țintei se desprinde o undă de absorbție. Foarte schematic fenomenul este următorul : absorbția aerului crește odată cu temperatura și devine semnificativă după $\sim 5000°C$. În acest caz creșterea absorbției se datorează apariției unor noi sisteme ionice (O^+, N^+), atomice (oxigen, azot disociat) și moleculare (apariția unor molecule stabile la temperaturi mai mari ca NO, N_2O_3 etc.) împreună cu lărgirea Doppler a liniilor spectrale (lărgime ce depinde esențial de agitația termică). Stratul de aer duce la formarea unui front fierbinte și absorbant ce se propagă din vecinătatea țintei spre lentila de focalizare sub forma unei unde de șoc.

Numai la puteri mai mari $\gtrsim 10^9$ W/cm² temperatura ajunge să fie suficient de ridicată ($\gtrsim 10\,000°C$) pentru ca să apară suficient de mulți ioni și, corespunzător electroni liberi. Abia acum, cînd absorbția radiației laser se datorează în principal apariției electronilor liberi — așa-numita absorbție prin Brämsstrahlung invers — începem să avem de-a face cu plasma propriu-zisă.

În figura 1 sînt rezumate etapele de la simpla încălzire la plasmă iar tabelul 5.1 redă domeniile de densitate de putere la care diferitele stări în care se poate afla ținta devin predominante.

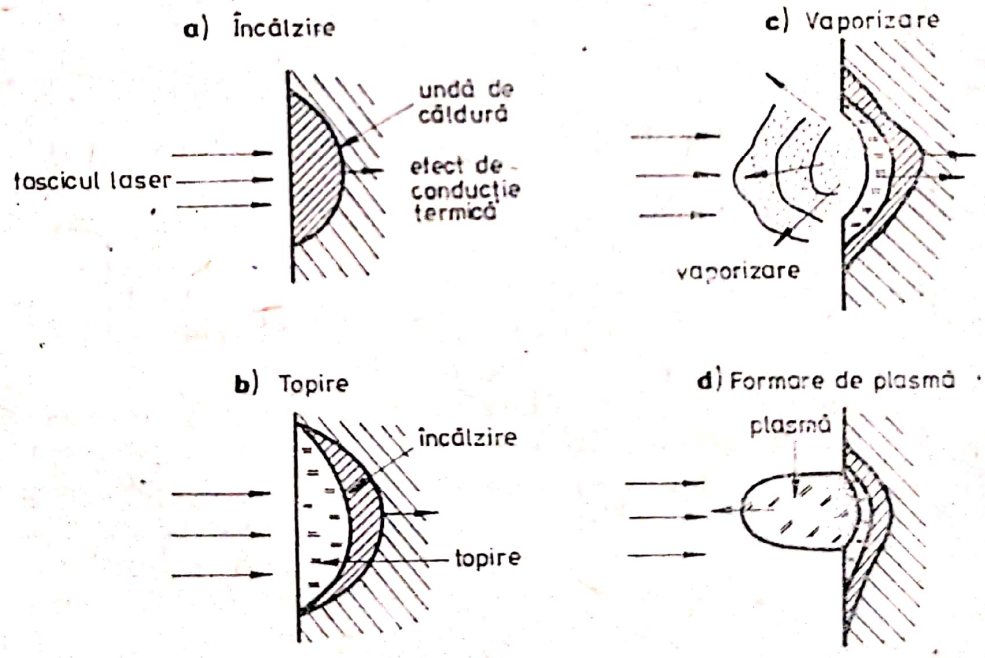


Fig. 5.1. Reprezentarea schematică a proceselor ce se obțin iradiind un solid cu puteri din ce în ce mai mari.

Revenind la domeniul de intensități de radiație care ne interesează mai trebuie făcută o observație. Am văzut că la un moment dat ajungem la temperatura de topire și că frontul de material topit devine tot mai adînc. Paralel însă cu aceasta, la suprafață, temperatura zonei topite crește și se poate ajunge la evaporare. În multe cazuri însă dorim să avem topire fără evaporare și atunci parametrii laser, respectiv proprietățile pulsului devin destul de restrictive. La fel în situația contrară, în care ne impunem

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 5.1. Domeniile aproximative ale densității de putere pentru care diferite procese sînt dominante

Procesul	Domeniul pentru laseri în vizibil și infraroșu apropiat φ(W/cm²)	Domeniul pentru laserul CO_2 φ(W/cm²)
Topire	$\sim 10^5$	$\sim 10^5$
Vaporizare	10^6—$1,5\times10^8$	10^6—$2,5\times10^7$
Undă de absorbție	$>1,5\times10^8$	$>2,5\times10^7$
Plasmă încălzită prin Brämsstrahlungr	$\lesssim 10^{12}$	$\sim 10^{11}$
Efecte colective în Plasmă	$\gtrsim 10^{13}$	

evaporare dar cu o zonă de topire cît mai restrînsă. Figura 2 reprezintă, orientativ, domeniile de aplicație ale pulsurilor laser în funcție de intensitatea fasciculului și durata pulsului.

În cele ce urmează vom analiza mai amănunțit efectele termice cu schimbare de fază pentru a putea obține o estimare mai precisă asu pra dimensiunii zonei topite sau a celei evaporate.

5.1. Topirea

Esti marea temperaturii cu ajutorul ecuației căldurii este corectă pînă în moment ul în care se ajunge la temperatura de topire. În treacăt reamintim că pentru o plaje de variație mare, cum ar fi atingerea punctului de topire plecînd de la temperatura ambiantă, pentru care conductivitatea

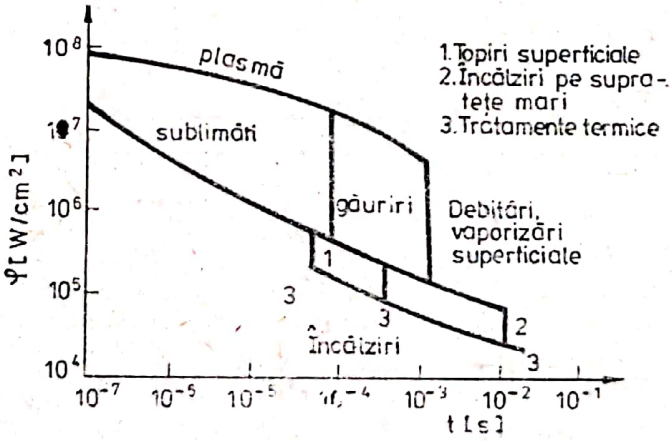


Fig. 5.2. Efectele de scontat la diferite puteri și timpi de iradiere (grafic orientativ).

termică variază destul de mult, ar trebui să ne referim la ecuația căldurii neliniare (4.7). Din păcate, acestei ecuații nu i se pot da soluții analitice fie și pentru faptul că dependența $k = k(t)$ este foarte particulară pentru fiecare material concret. În acest caz aprecieri $T(x, y, z, t)$ mai precise cer rezolvarea numerică a ecuației căldurii neliniare despre care se va discuta mai în detaliu în capitolul al VII-lea.

În general, cel puțin pentru metale, k scade odată cu creșterea temperaturii și aceeași comportare o are și difuzia termică K (dependența de temperatură a lui ρ și c este mai puțin pronunțată). Aceasta face ca temperatura la care se ajunge pe suprafața iradiată să fie sensibil mai

ridicată decît cea apreciată cu valorile constantelor luate la temperatura camerei. De aceea recomandăm și aprecierea efectului termic (atunci cînd temperatura finală scontată este ridicată) cu ajutorul relațiilor analitice din capitolul precedent dar folosind constantele în vecinătatea punctului de topire care sînt date în tabelul 2. De asemenea, în aceste situații coeficientul de absorbție crește și este recomandabil să fie luat $\varepsilon = 1$. Deci folosind constantele așa cum s-a preconizat, temperatura finală va fi mai puțin supraestimată decît folosind constantele la $\simeq 300°K$ pentru care temperatura va fi mult subestimată. Considerînd eventual ambele situații, ne putem face o idee atît despre atingerea sau nu a punctului de topire T_L.

Tabelul 5.2. Cîteva constante termice în apropierea punctului de topire (valori orientative)

Materialul	Temperatura de topire T_l (K)	Căldura specifică C $[Jg^{-1}K^{-1}]$	Conductivitatea k $[Wm^{-1}K^{-1}]$	Difuzivizatea K $[cm^2s^{-1}]$
Aluminiu	933	1,25	200	0,64
Argint	1234	0,28	350	1,3
Aur	1336	0,18	250	0,8
Cupru	1356	0,52	320	0,75
Fier	1810	0,6	30	0,08
Nichel	1726	0,7	90	0,14
Plumb	601	0,14	30	0,2
Tantal	3269	0,3	68	0,14
Titan	1953	0,7	35	0,04
Wolfram	3653	0,21	80	0,2
Zirconiu	2125	0,4	315	0,11
Alumină	2323	1,6	160	0,01
Cuarț	1683	1,3	135	0,02

După cum se știe, tranziția de fază solid-lichid este realizată prin utilizarea căldurii latente de topire L. În Tabelul 3 dăm valorile lui L pentru cîteva metale împreună cu „conținutul de căldură" Q care reprezintă cantitatea de energie ce trebuie dată unității de masă dintr-un corp pentru a fi adusă la temperatura de topire. Constatăm că Q este cam cu un ordin de mărime mai mare decît L așa că într-o primă aproximație putem neglija căldura de topire. Deci o primă estimare trebuie să meargă în felul următor : dacă avem un laser al cărui puls este Δt, atunci adîncimea de penetrație a căldurii ($\simeq$ zona topită) este

$$Z_e \simeq 2\sqrt{K_L \Delta t}. \tag{1}$$

Dacă aria spotului este A, rezultă că energia pulsului trebuie să fie

$$Q = \rho(Q_l + L_l)A \cdot Z_l. \tag{2}$$

O precauție trebuie luată însă în aplicarea relației (1) și anume pulsul nu trebuie să fie prea scurt căci, în acest caz, s-ar putea crea un mare gradient de temperatură în însăși faza lichidă care ar duce la evaporarea și la împrăștierea lichidului. În general vorbind, aplicațiile laserului legate de topire, necesită pulsuri lungi, adică regim cvasicontinuu dacă nu chiar laserul continuu.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 5.3. Căldura latentă de topire și conținutul de căldură al lichidului la punctul de fierbere (raportată la valoarea 298 K)

Metalul	Căldura latentă de topire (J/g)	Conținutul de căldură (J/g)
Al	356	2697
Cu	209	1433
Fe	273	2396
Pb	23,5	264
Mo	287	2131
Ni	294	1975
Re	177	1120
Ag	105	705
Sn	58	711
Ti	320	2595
W	220	1097
Zn	112	508

Vom trece acum la analiza topirii unui corp semiinfinit iradiat cu un flux de putere uniform și constant în timp și vom obține distribuția de temperatură în regiunea topită și cea solidă, cît și adîncimea zonei topite și evoluția acesteia în timp (fig. 3).

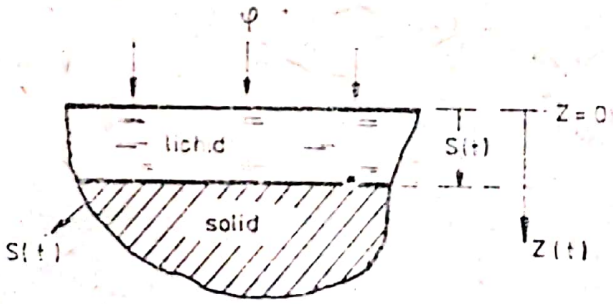


Fig. 5.3. Notațiile folosite la problema căldurii cu schimbare de fază (topire). $S(t)$ este interfața mobilă.

Din punct de vedere matematic sistemul de ecuații diferențiale care guvernează acest proces este

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} \qquad i = 1 \text{ faza lichidă}, \; i = 2 \text{ faza solidă} \tag{3a}$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial z} = \frac{\partial T_2}{\partial z} = \frac{\rho L_t}{k} \frac{\partial S}{\partial t} \qquad \text{în punctul } z = S \tag{3b}$$

$$T_1(S, t) = T_2(S, t) = T_L \tag{3c}$$

$$-k \frac{\partial T_1}{\partial z} = \varphi, \qquad z = 0, \qquad t > 0 \tag{3d}$$

$$T_2(z, 0) = T_{\text{inițial}} \tag{3e}$$

$$S(0) = 0. \tag{3f}$$

Semnificația acestui sistem este clară. Primele două ecuații (3a) reprezintă ecuația căldurii pentru cazul aflat în faza lichidă (1) sau încă netopit (2). Cea de-a treia ecuație (3b) reprezintă ecuația de mișcare a suprafeței ce delimitează faza lichidă și care este un plan ce trece într-un anumit punct Z_l, poziționarea acestui punct $Z_l = S(t)$ depinde evident de timp și este cea de-a treia necunoscută a problemei. Observăm că problema căldurii se complică, avem de-a face cu trei necunoscute respectiv două distribuții de temperatură și poziția frontului de topire care necesită rezolvarea simultană a două ecuații de tip parabolic (3a) și a uneia de tip hiperbolic (3b). În punctul S cele două faze au o aceeași temperatură T_l (3c), iar celelalte condiții la limită și cele inițiale sînt exprimate de (3d) și (3e). Observăm că sistemul este astfel scris încît $t = 0$ reprezintă momentul pentru care suprafața atinge temperatura T_l deci condiția (3e) este distribuția de temperatură la care a ajuns semispațiul cînd suprafața sa ajunge la punctul de topire și care se calculează conform celor cunoscute din capitolul precedent.

Sistemul (3a, 3b) nu are o soluție analitică însă vom putea face estimări pentru cazurile concrete utilizînd variabile adimensionale și un grafic adecvat. Vom introduce notația

$$t_l = \frac{\pi}{k}\,(T_l k/2\varphi)^2 \tag{4}$$

care reprezintă timpul ca suprafața să ajungă la T_l și variabilele adimensionale

$$\tau = t/t_l,\quad \theta = \frac{T}{T_l},\qquad Y = \frac{L_l}{T_l C_2},\qquad s = \frac{L_l S}{\varphi^2 t_l} \tag{5}$$

(c_2 capacitatea calorică a solidului).

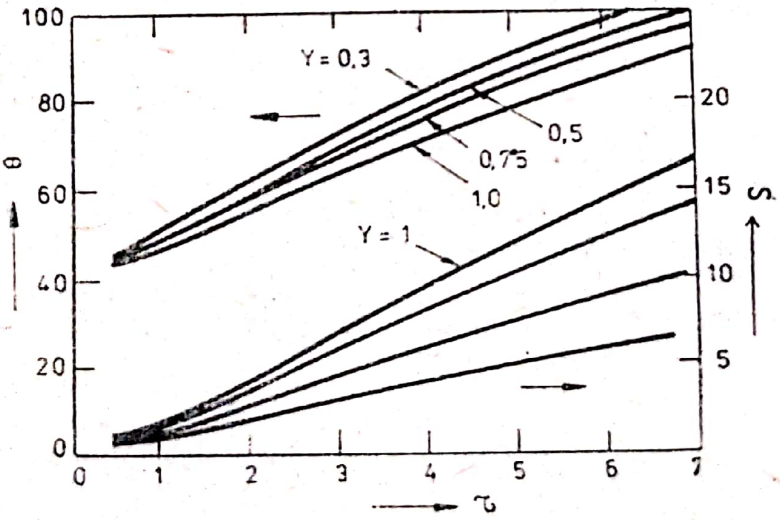


Fig. 5.4. Calculul adîncimii de topire și a temperaturii suprafeței $s = 8{,}33\,\varphi L_v S/\varphi t_m$; $\theta = 40\,T/T_1$; $\tau = t/t_1$; $Y = L_v/c_2 T_1$.

Cu ajutorul figurii 4 se poate aprecia adîncimea maximă de topire $S_{l,\max}$ care se produce înainte ca suprafața să ajungă la temperatura de vaporizare T_v cît și temperatura la care ajunge faza lichidă pe suprafața și adîncimea ei, în funcție de timp.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 5.4.

Material	$Y = \frac{L}{V_m C_p}$	$\left[\frac{W^2 s}{cm^4 \times 10^6}\right]$ $\varphi^2 l_l$	$\left[\frac{W^2 s}{cm^4 \times 10^6}\right]$ $\varphi^2 l_v$	Adîncimea maximă de topire $S_{l,\max}$ la $t =$			φs_v [W/cm $\times 10^3$]
				0,1 ms [mm]	1 ms [mm]	5ms [mm]	
Aur	0,499	6,52	60,7	0,084	0,267	0,596	6,62
Argint	0,476	6,85	45,2	0,076	0,242	0,542	5,59
Crom	0,406	5,59	13	0,013	0,042	0,094	4,86
Cupru	0, 515	12,03	84,8	0,065	0,207	0,464	6,10
Fier	0,4	4,79	19,2	0,024	0,076	0,171	1,08
Molibden	0,41	21,51	119,4	0,047	0,15	0,337	5,24
Nichel	0,491	5,76	26	0,022	0,71	0,159	1,17
Platină	0,486	4,93	38,2	0,034	0,109	0,245	2,52
Tantal	0,407	8,58	34,4	0,024	0,078	0,176	1,48
Wolfram	0,406	29,24	117	0,035	0,11	0,247	3,93

Scanned with OKEN Scanner

Pentru cele mai multe metale se poate lua $Y = 0{,}45$ cu o toleranță de $\pm 10\%$, aceasta face ca dependența de timp a penetrației fizice lichide să fie de forma :

$$S_l = 0{,}16\ \rho\,(t - t_l)/\rho L_l. \tag{6}$$

Notînd cu t_v timpul în care se ajunge la temperatura de fierbere a suprafeței regiunii lichide, obținem ca adîncime maximă a zonei topite

$$S_m = 0{,}16\,(\varphi^2\, t_v - \varphi^2\, t_l)/\rho L_l. \tag{7}$$

Dar, să ne amintim că temperatura la suprafața unui semispațiu era dată de $T(t) = 2\varphi(Kt/\pi)^{1/2}/k$ de unde rezultă că $\varphi^2\, t_v$ ca și $\varphi^2 t_l$ sînt constante de material și anume

$$\varphi^2 t_i = \frac{\pi T_i^2 k}{4k}, \quad \text{cu } i = l,\ v. \tag{8}$$

Tabelul 5.4. oferă aceste constante pentru diferite materiale, cît și $S_{l,\max}$ atins după anumite intervale de iradiere (lungimea de puls). Este indicată și valoarea $\varphi S_{l,\max}$ (de asemenea constantă de material) care permite aprecierea intensității radiației pe care trebuie s-o aibă radiația laser ca să poată ajunge la un maximum de penetrație al fazei lichide (subliniem : fără ca să se depășească punctul de fierbere).

Mai atragem atenția asupra faptului că zona topită este cu atît mai mare cu cît valoarea $\varphi^2 t_v/\varphi^2 t_L$ este mai mare. Deci, de exemplu, pentru aplicațiile legate de sudură vor fi indicate metalele unde acest raport este mare (cum ar fi aurul, cuprul) pentru cele cu valori mici (cromul) sudarea devine mai dificilă. Graficul din figura 5 ilustrează raportul T_v/T_t și $\xi = S_l/Z_m$ pentru diferite metale ($Z_m = 2\sqrt{Kt}$).

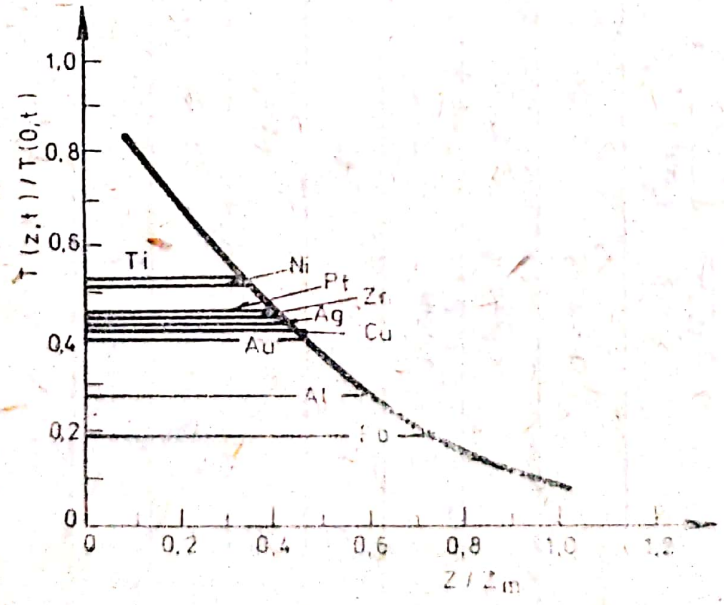


Fig. 5.5.

Vom trece acum la situația în care iradierea uniformă a semispațiului este înlocuită cu o iradiere locală, pe un cerc de rază a cu densitatea de putere φ. În acest caz se arată că adîncimea maximă a zonei topite $S_{l,\max}$

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 5.5.

Metal	T_l(°C)	T_v(°C)	T_l/T_v	Z_l/a
Ag	930	2190	0,425	0,95
Al	630	2300	0,274	1,7
Au	1040	2630	0,396	1,05
Cu	1060	2570	0,413	0,98
Mg	620	1090	0,569	0,6
Ni	1430	2810	0,510	0,7
Pb	330	1740	0,189	2,6
Pt	1740	3800	0,458	0,85
Ti	1700	3250	0,524	0,7
Zn	390	880	0,444	0,9
Zr	1825	3600	0,506	0,7

este, în cazul pulsurilor lungi (regim cvasicontinuu),

$$\lim_{t\to\infty} \frac{S_{l,\max}}{a} = \frac{1}{2}\left|\frac{T_v}{T_l} - \frac{T_l}{T_v}\right|. \tag{9}$$

Relaţia (9) este orientativă căci s-a neglijat căldura latentă de topire. Tabelul 5 şi graficul din figura 6 dau valori utile pentru aprecierea adîncimii de topire în cazul spotului circular. În orice caz S_m rămîne mai mic

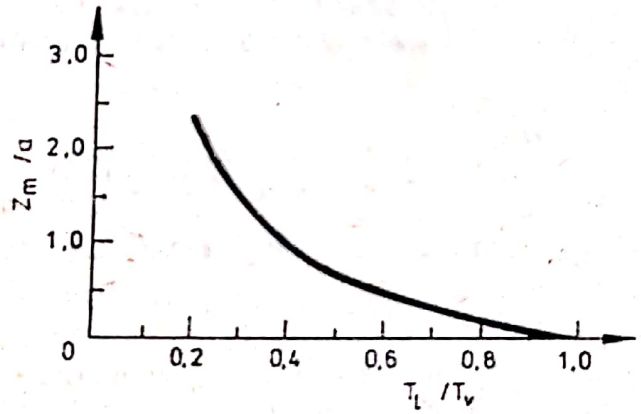


Fig. 5.6. Adîncimea de topire normată la raza spotului pentru diferite rapoarte T_1/T_a.

decît a, iar valorile date de (9) sînt întrucîtva supraestimate. Relaţia între intensitatea fasciculului laser şi adîncimea de penetraţie este, pentru pulsuri lungi,

$$S_{l,\max} = \frac{1}{2\varrho} k T_v \left|\frac{T_v}{T_l} - \frac{T_l}{T_v}\right|. \tag{10}$$

Prin puls lung trebuie să înţelegem un puls cu o durată cu un ordin de mărime mai mare decît timpul necesar pentru ca Z_m să ajungă la valoarea $Z_m \sim a$ sau altfel $\Delta t \gtrsim 20\ a^2/K$

Scanned with OKEN Scanner

5.2. Vaporizarea

Continuînd încălzirea regiunii topite, corpul ajunge la punctul de fierbere și o parte din material este îndepărtată prin vaporizare. Deși în anumite cazuri de încălzire rapidă transformarea se face în volum și cuvîntul fierbere ar fi mai adecvat, sau faza lichidă este inexistentă și ar trebui să folosim termenul de sublimare, în cele ce urmează vom utiliza „vaporizare : pentru procesul de îndepărtare a materialului încălzit peste punctul de fierbere. Uneori „vaporizare" este încă mai impropriu atunci cînd la această îndepărtare de material contribuie și o împrăștiere a peliculei lichide sau chiar a unor fragmente solide. Totuși în cele mai multe cazuri vaporizarea urmează topirii și se realizează superficial după ce punctul de fierbere a fost atins. Modelul de vaporizare pe care îl vom elabora, pornind de la aceste supoziții, duce la aprecieri corecte ale mărimii efectelor de îndepărtări de material cum ar fi găuriri, tăieturi, exfolieri etc. și care stau la baza a numeroase și importante aplicații.

Tratarea absolut corectă a acestei situații este dificilă chiar și în cazul celor mai simple geometrii (semispațiu iradiat uniform) deoarece trebuie rezolvate concomitent trei ecuații ale căldurii pentru fiecare fază în parte (solidă, lichidă și gazoasă) cu două frontiere mobile.

Mărimea $\varphi^2 T_v$ din tabelul 4 indică momentul cînd ținta ajunge la punctul de fierbere. Pentru aplicații este util să putem estima adîncimea (și eventual forma) găurii care se obține prin vaporizare. Vom începe prin a considera că materialul odată vaporizat este îndepărtat din calea fasciculului laser (adică nu constituie un strat absorbant) și vom considera de asemenea că grosimea fazei lichide este neglijabilă dar vom ține seama de căldura latentă de topire. În această situație se arată că viteza V_s a frontului de vaporizare S_v

$$V_S = \frac{\mathrm{d}S_v}{\mathrm{d}t} = \frac{\varphi}{\rho[L_v + L_l + C(T_v - T_l)]} \tag{11}$$

este constantă și deci adîncimea pînă la care materialul este evaporat va fi

$$S_v = V_s(t - t_v), \tag{12}$$

unde t_v este momentul în care suprafața a atins prima oară temperatura de fierbere T_v.

Aproximațiile făcute în cadrul modelului sînt corecte în măsura în care este satisfăcută relația

$$S \gg \left[1 + \pi/4\left(1 + \frac{1}{C(T_v - T_l)}\right)^{-1}\right] \frac{k(T_v - T_l)}{\varphi}. \tag{13}$$

Relația (13) este satisfăcută pentru un domeniu larg de situații și nu constituie o restricție decît în cazuri extreme (puls prea slab sau prea scurt).

În cazul general cînd $\varphi = \varphi(t)$, deci lucrăm cu un puls real, cu evoluție temporală, avem

$$S_v = \int_{t_v}^{t} \frac{\varphi(t)}{\rho[L_v + L_l + C(T_v - T_l)]}\,\mathrm{d}t \tag{14}$$

Scanned with OKEN Scanner

care, în aproximația constantelor de material ρ și c independente de temperatură, devine

$$S_v(t) = \frac{1}{\rho[L_v + L_l + C(T_v - T_l)]} \int_{t_v}^{t} \varphi(t)\, dt \qquad (15)$$

Notînd cu $\Delta\Phi$ fluxul de energie al pulsului ce rămîne după ajungerea la punctul de fierbere, rezultă că adîncimea maximă de penetrare este

$$S_{v,\max} = W\Phi, \qquad (16)$$

unde W este constanta din fața integralei și pentru pulsuri suficient de puternice $\Delta\Phi$ este aproximativ întregul flux de energie a pulsului Φ. Evident, raționînd astfel supraestimăm adîncimea de evaporare. Mai corect, putem aprecia $\Delta\Phi$ ținînd seama de energia $\delta\Phi$ necesară ajungerii suprafeței la T_v. Pentru un puls dreptunghiular timpul t_v este

$$t_v = \frac{\pi}{K}\left(\frac{kT_v}{2\varphi_0}\right)^2 \quad \text{iar} \quad \delta\Phi = \varphi_0 t_v \qquad (17)$$

deci într-o aproximație mai bună

$$\Delta\Phi = \Phi - \frac{\pi}{k}\left(\frac{kT_v}{2}\right)\frac{1}{\varphi_0}. \qquad (18)$$

Să considerăm un exemplu concret: care este $S_{v,\max}$ (adîncimea maximă de vaporizare) ce se poate realiza cu un puls gigantic pe care îl putem aproxima prin $\varphi_0 = 7{,}5.10^8$ W/cm^2 pe durata de 120 ns și care cade pe o țintă de cupru.

Pentru cupru

$$W = \frac{1}{\rho[L_v + L_l + C(T_v - T_l)]} \simeq 2{,}5 \cdot 10^{-5}. \qquad (19)$$

iar energia pulsului este $\Phi = \varphi_0\, \Delta t = 100$ J/cm^2. Calculînd $\delta\Phi \simeq 20$ J/cm^2 rezultă din (16) o adîncime de 20 microni. Deci se cuvine să atragem atenția asupra faptului că am lucrat în ipoteza semispațiului uniform iradiat — de aceea s-a folosit densitatea de energie. În mod real suprafața iradiată are o rază de, să zicem, 0,25 mm de unde rezultă energia reală a pulsului gigant $Q \simeq 0{,}2$ J. Aproximația semiplanului infinit este însă corectă, adîncimea de 20 de microni este sub a zecea parte din rază. Practic, acest exemplu poate fi de folos la aprecierea exfolierii unei depuneri de cupru într-o aplicație de microelectronică.

Pentru o evaluare mai rapidă a vitezei de evaporare pentru metalele uzuale dăm și graficele din figura 7 și figura 8. În aceste grafice puterea laserului q este focalizată pe un spot de rază a. Mărimea q_c care intervine este o corecție care ține seama de căldura necesară pentru a aduce corpul la temperatura de fierbere pornind de la temperatura ambiantă ($\simeq 20$°C). Valorile q_c / a sînt date în tabelul 6.

Primul grafic este pentru domeniul intensităților mai mici. Celălalt grafic este pentru cazul pulsurilor puternice pentru care q_c este neglijabil.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 5.6. Valorile minime ale lui q/a pentru producerea fierberii pe suprafața unui strat infinit cu radiație de 10,6 μm, focalizată pe o arie circulară de rază a

Material	q_c/a ($\times 10^4$ W/cm)	Material	q_c/a ($\times 10^4$ W/cm)
Al	29	Pb	1,2
Au	48	Pt	8,9
Mg	9,2	Ta	6,8
Cu	56	Ni	6,3
Sn	3,8	W	12
Zn	5,3	Mo	11

Fiind dată forma pulsului, adîncimea S_v la un moment dat, sau $S_{v,\max}$, se poate calcula după relația (12). În cazul că vrem să ținem seama mai precis de forma pulsului (așa cum ar trebui pentru pulsurile CO_2-TEA al căror aspect nu poate fi aproximat printr-un dreptunghi) este necesar

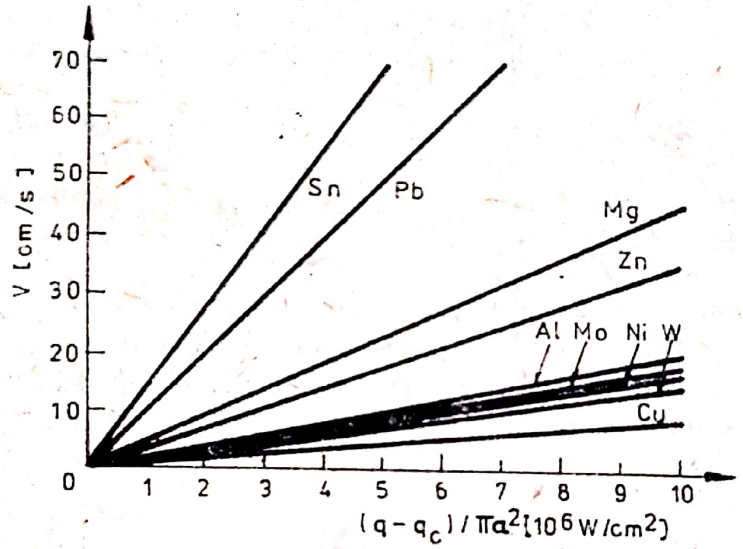


Fig. 5.7. Viteza de vaporizare v pentru diferite metale în funcție de q corectat (q nu prea mare).

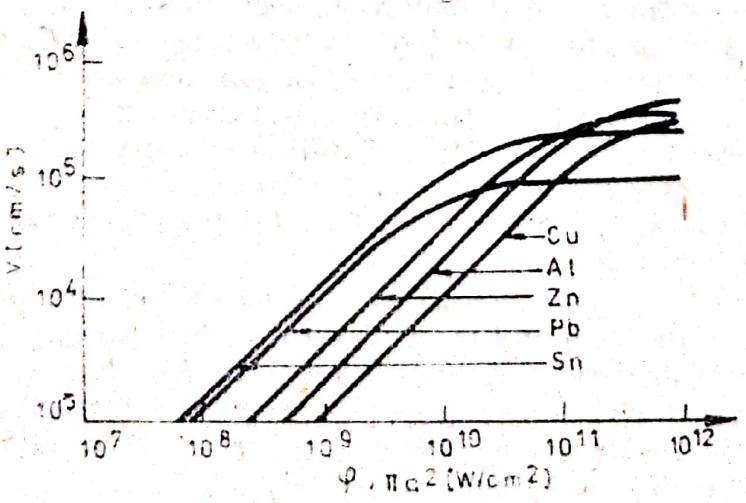


Fig. 5.8. Viteza de vaporizare pentru diferite metale în funcție de q.

Scanned with OKEN Scanner

să stabilim cu ajutorul graficelor dependența $V_s(t)$ pentru cîteva momente mai importante și apoi calculăm

$$S_v = E_i V_s(t_i)\,(t_i - t_v) \qquad (12\text{ bis})$$

ceea ce reprezintă de fapt un procedeu elementar de integrare. Timpul t_v la care se ajunge la evaporare pentru diverse intensități de iradiere este dat în tabelul 7.

Tabelul 5.7. Timpul t_v la care se ajunge la vaporizarea suprafețelor metalice în funcție de fluxul de putere φ incident

Metalul	$\varphi = 10^6$ W/cm^2 t_v (10^{-3} s)	$\varphi = 10^6$ W/cm^2 t_v (10^{-6} s)
Cu	31	3,1
Al	9,4	0,94
Ni	2,1	0,21
Mo	5,3	0,53
W	4,6	0,46
Zn	0,69	0,069
Ta	1,5	0,15
Pb	0,68	0,068
Sn	0,35	0,035

Așa cum am amintit de la început, aceste estimări sînt orientative. Pe lîngă neliniaritățile constantelor de material au fost neglijate și anumite efecte care la temperaturile mari cerute de evaporare nu pot fi totdeauna neglijate. Una dintre ele este pierderea prin radiație, de care trebuie să se țină seama în cazul materialelor greu fuzibile. Avînd în vedere că evaporarea se face la temperatură constantă, se va extrage din fluxul φ fluxul φ_r care este emis de suprafața iradiată după legea corpului negru și vom folosi consecvent în relațiile date în loc de φ mărimea $\varphi - \varphi_r$. În afară de acestea, pierderile prin conducție și prin convecție în atmosferă rămîn neglijabile. O complicație survine atunci cînd, în anumite cazuri, este îndreptată spre zona de prelucrare un jet de gaz (aer, argon etc.) care accelerează tăierea sau perforarea. Aceasta înseamnă că valorile obținute prin metodele expuse sînt în orice caz acoperitoare. În fine, pentru pulsurile lungi (în regim de relaxare) ale laserului cu neodim au fost neglijate pulsurile de relaxare (Spikes) care fac ca pulsul să nu mai poată fi considerat neted, ci ca o suită de pulsuri mult mai puternice, care pot duce și la evaporare, atunci cînd, pe pulsul mediat, ne așteptăm numai la topire.

5.3. Transformări de fază cu iradiere mobilă

Există două aplicații destul de curente ale laserilor de putere, mai precis specifice laserilor cu bioxid de carbon în regim continuu, în care fasciculul se mișcă în raport cu ținta și anume tăieturile (decupările) și sudurile. Evident, nu ne referim la sudurile locale, care pot fi apreciate din § 5.1, ci la sudurile de-a lungul unor contururi mai lungi care necesită deplasarea spotului față de piesă și același lucru este valabil pentru decupări. În ultimul timp devine tot mai evidentă și o a treia aplicație legată de tratamentele termice, respectiv căliri, de-a lungul unor direcții.

Scanned with OKEN Scanner

Vom considera că izoterma cu temperatura de topire T_t indică locul unde se poate produce decuparea (eventual sudura). În această ipoteză se neglijează temperatura latentă de topire, care este, după tabelul 2, cu un orificiu de mărime mai mică decît cantitatea de căldură necesară ajungerii la T_t. Aşadar vom considera o placă infinită de grosime l pe suprafaţa căreia se mişcă un spot circular de rază a în direcţia x cu viteza v (sau, echivalent, placa se mişcă faţă de spot în direcţia x). Vom considera placa termic subţire adică avînd pe ambele feţe aceeaşi temperatură. Ecuaţia căldurii are şi în acest caz o soluţie analitică care este

$$T(x, y, t) = \frac{\varphi f\, k_0\,(r\, v/2k)}{2\pi\, kl}\, l^{vx/2k}, \tag{20}$$

unde $r=\sqrt{v^2t^2 + y^2}$ este distanţa faţă de punctul unde la $t = 0$ s-a început iradierea. K_0 reprezintă funcţia Bessel de speţa a doua şi ordinul zero iar f reprezintă partea din aria spotului care încălzeşte placa. În cazul decupărilor, regiunea aflată în interiorul izotermei de topire T_t este înlăturată şi spotul „se pierde", nu duce la încălzire (trece prin orificiul format).

Vom trece la coordonatele adimensionale

$$X = \frac{vx}{2k}, \quad Y = vy/2K, \; R = vr/2k \tag{21}$$

şi vom nota

$$C = 2\pi kl\, T_m/\varphi, \quad \sigma = va/2K;$$

atunci din relaţia (20) vom obţine, pentru izoterma de topire

$$f = \frac{C}{K_0(R)}\, e^{-X}.$$

În noul sistem de coordonate ecuaţia spotului va fi

$$x^2 + y^2 = \sigma^2.$$

Figurile 9 şi 10 reprezintă izotermele de topire în două cazuri tipice. În primul caz sau fluxul este mare sau viteza de deplasare este mică, faptul este că lărgimea maximă pe axa Y_m a izotermei de tăiere cade în afara spotului. Celălalt caz, datorat fie unui φ mai mic sau unei viteze de deplasare mai mari, Y_m se află în interiorul spotului (fig. 10). Rezultă un prim fapt important că în funcţie de viteză (eventual de putere) putem avea decupări mai largi sau mai strîmte, evident situaţia optimă trebuie aleasă astfel încît Y_m să fie pe cît posibil mai mic decît pata focală. Aceasta duce nu numai la o economie de material cît şi la un randament energetic mai bun cu o folosire mai judicioasă a fluxului laser. Nu vom da relaţiile analitice (deosebit de improprii unor estimări numerice), ci oferim graficele din figurile 11, 12 cu ajutorul cărora se poate estima fie f, fie Y_m în funcţie de mărimea spotului, pentru diferite valori C. Menţionăm că pentru decupări este rezonabil un $f \sim 0{,}5$, o valoare mai mică ar putea duce la o „relipire" a bucăţilor decupate sau valoarea C implicată n-ar mai asigura transparenţa termică a plăcuţei.

Cînd decuparea trebuie să aibă o anumită lărgime apelăm la graficul din figura 12.

Scanned with OKEN Scanner

Uneori ne putem pune problema decupării unei pelicule aflate pe un suport. În cazul cînd acest suport este un material termic izolant — așa cum se întîmplă în multe cazuri, de exemplu în straturi metalice depuse pe ceramică — aprecierile de mai sus rămîn să dea un ordin de mărime.

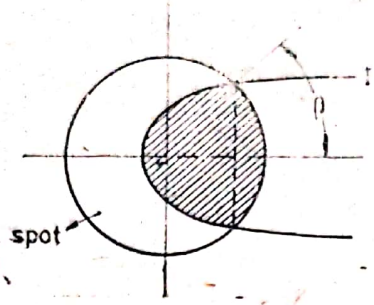


Fig. 5.9. Izoterma de topire la viteze mici (sub viteza critică); *I*, isoterma de topire, în regiunea haşurată este depăşită temperatura de topire.

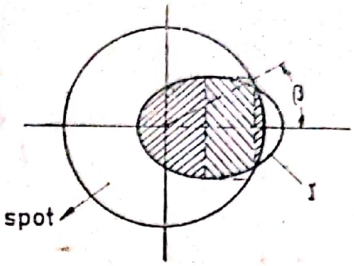


Fig. 5.10. Izoterma de topire lîngă viteza critică; *I* — isoterma de topire.

Rămîne, în fine, problema sudării a două plăci în care caz tehnologia optimă este ceva mai complicată deoarece este de dorit ca radiaţia să se absoarbă în adîncime între interfeţele celor două plăci. Pentru aceasta trebuie să existe fie o mică distanţă între plăcile de lipit, fie chiar prelucra-

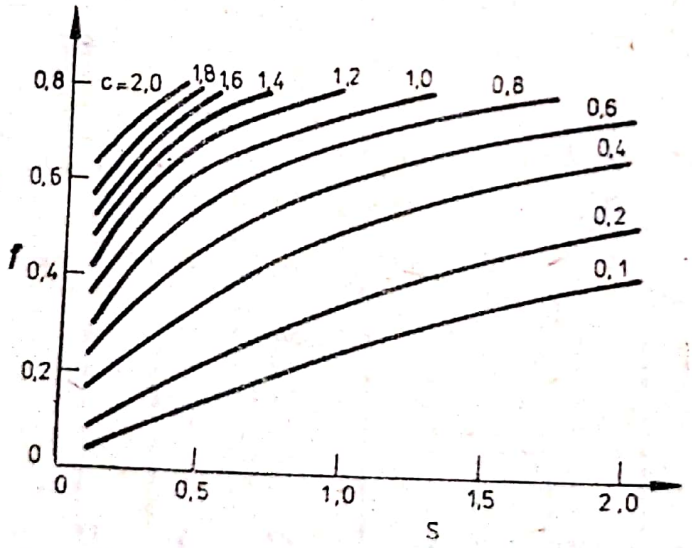


Fig. 5.11. Dependenţa $f(S)$ pentru diferiţi C.

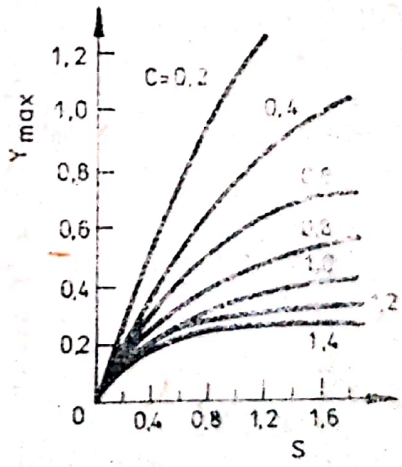
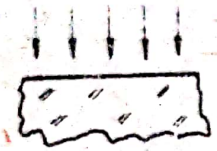
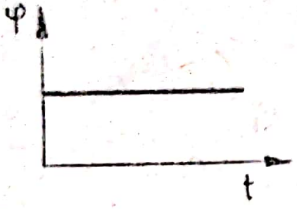
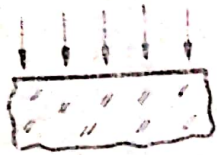
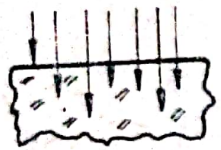
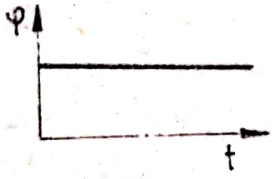
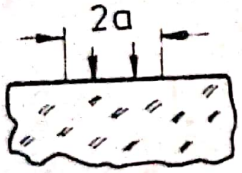
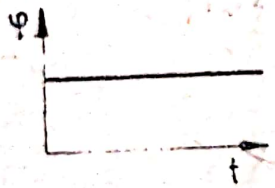
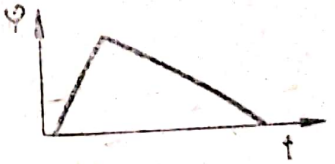
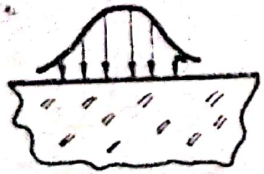
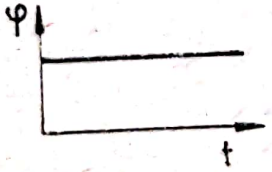


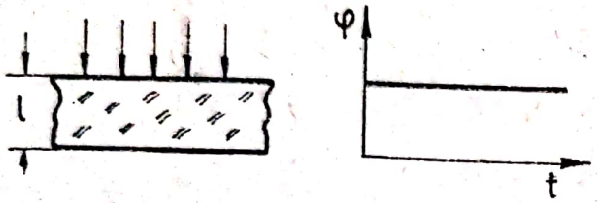
Fig. 5.12. Curba teoretică Y_{max} în funcţie de S.

rea locului de îmbinare la un anumit unghi unită cu o eventuală comprimare laterală. Transferul de căldură pe un suport în mişcare este redat schematic în figura 13, împreună cu forma regiunii topite. În mare putem cere ca relaţia (20) să exprime temperatura de topire cu condiţia ca $f \simeq 1$ şi să facem aprecierile ca pentru decupări în această nouă situaţie. În esenţă rezultă o viteză mai mică la o putere mai mică astfel ca adîncimea de penetraţie a topiturii să fie mai mare. În mod real aprecieri mai precise de acest

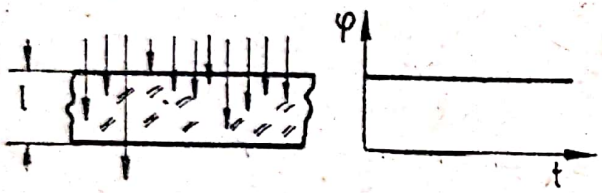
Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 5. Situațiile în care au fost date soluții analitice cu indicarea paragrafului

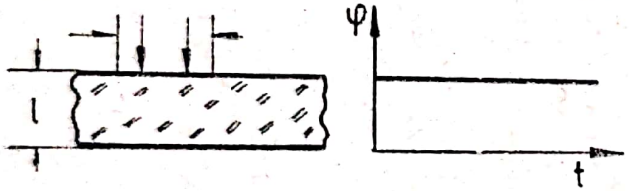
CORPUL φ	FORMA PULS	§	CORPUL φ	FORMA PULS	§
		4.5.1.			4.6.
		4.5.2.	—		4.6
		4.5.3.	—		4.6
		4.5.4.	—		4.6.
			—		4.6.



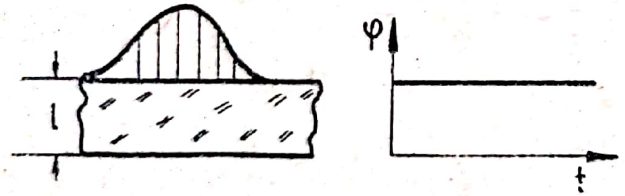
4.5.5.



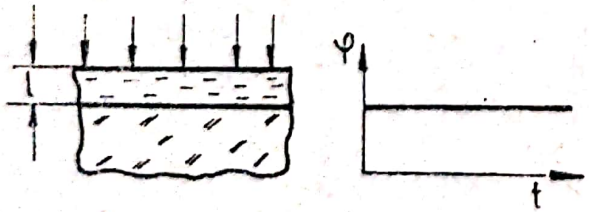
4.5.6.



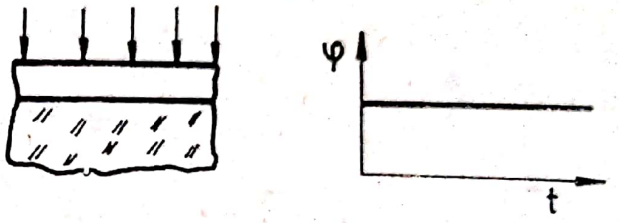
4.5.7.



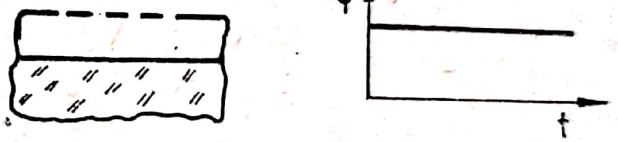
4.5.8.



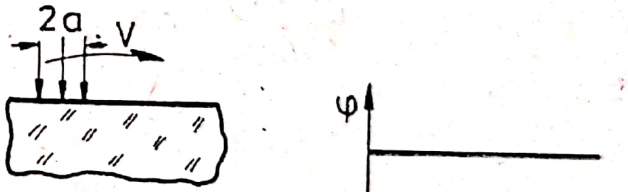
4.5.9.



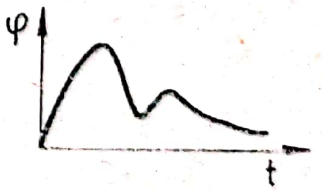
5.1.



5.2.



5.3.



7.1-3.

Scanned with OKEN Scanner

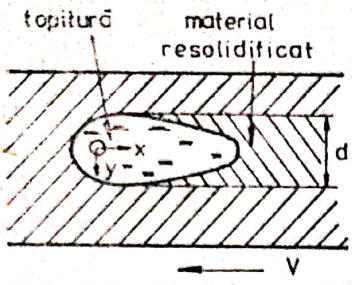


Fig. 5.13. Efectele ce se produc cînd spotul se mişcă în raport cu suprafaţa (schematic). Plăcuţa se mişcă cu viteza V.

fel necesită calculele numai de tipul celor dezvoltate în capitolul al VII-lea. Acelaşi comentariu este valabil şi pentru modelarea tratamentelor termice la care gradientul de temperatură şi variaţia temperaturii în timp este esenţială. Sînt situaţii în care pe lîngă neliniaritatea constantelor de material, a căldurilor latente, trebuie considerate şi efectele de volum finit şi pentru care estimările analitice nu mai pot fi făcute.

În rezumat, tabelul 5 prezintă situaţiile analizate.

5.4. Unele particularităţi metalurgice

Încălzirile, topirile metalelor cu ajutorul laserilor de putere, nu implică modificări în concepţiile de bază ale metalurgiei. Particularităţile care totuşi există se datoresc faptului că sursa de încălzire prezintă caracteristici pe care sursele clasice nu le pot avea şi anume, în primul rînd, posibilitatea unor încălziri extrem de puternice realizate în intervale de timp foarte scurte care duc în cele din urmă la mari variaţii de temperatură $\frac{dT}{dt}$ care ajung pînă la $10^5 - 10^6$ K/s. În plus regiunile afectate pot fi mici (spot focal la nivelul zecimilor de milimetru) în aşa fel încît răcirea acestor zone, solidificarea topiturii, se realizează de asemenea extrem de rapid. Aceasta face însă posibilă apariţia unor noi structuri şi devieri de la relaţiile de fază intermetalice obişnuite cît şi la o extindere considerabilă a limitelor de solubilitate a compuşilor intermetalici. De exemplu, în aliajul binar argint-cupru s-au realizat soluţii solide stabile noi. În condiţii normale sudarea cupru-argint este friabilă, aceeaşi sudură realizată cu un puls laser este mult mai elastică şi maleabilă. Pe de altă parte, realizarea sudurilor cu laser nu înseamnă neapărat numai o creştere a calităţii, în anumite cazuri răcirea rapidă poate duce la tensiuni interne foarte mari.

În orice caz în procesul de topire şi sudură cu laserul, încălzirea, ca şi răcirea extrem de rapidă, pot duce la o solidificare într-o stare de neechilibru. Probă sînt structurile de tip dendritic, ca şi alte forme de microstructuri, specifice acestor stări. Uneori este necesară o reîncălzire urmată de răcire lentă, deci o recălire a sudurii, pentru obţinerea unei fiabilităţi crescute.

Un alt aspect este însăşi legătura între procesul de solidificare şi microstructură implicată. Să analizăm mecanismul de solidificare a unui volum mic (0,01 la 0,04 mm³) dar tipic pentru un domeniu topit adînc de ~0,2mm, cu un diametru al spotului focal de ~ 0,3 mm, obţinut după iradierea unui metal cu un puls laser.

În primul moment, după încetarea pulsului, se poate considera că întreaga picătură se află la o aceeaşi temperatură. Din cauza suprafeţei mari de contact între solid şi lichid, răcirea prin conducţie începe de la această interfaţă, ultima regiune solidificată fiind cea în contact cu aerul. Deci răcirea cea mai rapidă are loc în adîncime iar neregularităţile, inomogenităţile, impurităţile de pe aceste interferenţe implică neuniformităţile de răcire care duc la aspectul fin, dendritic. Dar în afară de această

Scanned with OKEN Scanner

primă zonă de nucleație, trebuie considerată și nuclearea în faza lichidă (cu atît mai mult cu cît poate ajunge sub răcitor, la o temperatură sensibil mai mică decît T_l). Acest proces este datorat microcristalelor, impurităților din faza lichidă, iar o stare subrăcită duce cu atît mai repede la solidificare cu cît ea poate absorbi repede căldura latentă de topire fără apel la conductibilitatea termică la granița cu regiunea solidă.

În metalele pure aspectul dendritic este înlocuit cu cel de „coloane" ce pornesc de pe interfață și care merg spre centrul spotului. S-au făcut aceste remarci sumare pentru a nu lăsa impresia că, în cazul efectelor termice cu transformări de fază, problema s-ar reduce numai la evaluarea justă a temperaturii în funcție de caracteristicile termice de material cunoscute (k, K, ρ, c, L_l). Succesul unei suduri, mai ales între metale diferite, depinde, după cum am văzut, și de alți factori de material care sînt cu mult mai greu, dacă nu imposibil, de luat în considerare. Din aceste motive, în capitolul al VI-lea vom da cîteva exemple tipice de prelucrări termice cu laserul pe cîteva cazuri concrete. Aprecierea efectului termic este o primă etapă obligatorie, însă aproape fiecare situație particulară necesită observații speciale, de acest fapt ne vom convinge însă, în capitolul următor.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul VI

Exemple de uzinaje cu laserul

Scopul acestui capitol este de a oferi cîteva exemple de uzinaje cu laserul la a căror bază stă un efect termic. Cu toate că, în mare, aprecierea acestui efect poate fi făcută pornind de la capitolelor IV și V, este instructiv să vedem puțin mai de aproape rezultatele care pot fi scontate în practică, cît și anumite particularități ale modului în care aceste rezultate sînt obținute concret. Vom vedea astfel că soluțiile optime trebuie individualizate în cadrul cerințelor impuse.

La ora actuală se poate încă spune că tehnologiile care aplică fasciculul laser sînt neconvenționale, unde termenul „neconvențional" este implicat, în primul rînd, de noutate și ingeniozitate, dar, ceea ce ni se pare încă mai important, este că tehnologiile ce folosesc laserul oferă, în multiple cazuri, nu numai soluția cea mai avantajoasă, ci și unica soluție. Soluție avantajoasă în sensul că, de exemplu, putem căli la o roată dințată, numai porțiunea necesară, nu întreaga piesă și „soluție unică" în măsura în care, de exemplu, vrem să dăm o gaură fină într-un material dur și greu fuzibil, să zicem în wolfram, diamant sau safir.

Evident, acest capitol nu poate fi exhaustiv și nici nu poate intra în toate detaliile tehnologice care, în ultimă instanță, necesită aprofundate cunoștințe referitoare la materialul prelucrat căci, să ne amintim că numai metalurgia oțelurilor reprezintă în sine un domeniu vast. Același lucru se poate spune în general despre aliaje, materiale ceramice sau chiar mase plastice. Totuși, în esență, tehnologiile folosind laserii de mare putere/energie se concretizează în următoarele direcții : suduri ; găuriri-decupări-debitări ; microprelucrări ; tratamente termice. Capitolul de față va reda aceste direcții pe care le va ilustra cu exemple specifice. De asemenea, exemplele alese vor demonstra importanța alegerii laserului și a condițiilor de lucru cît mai adecvate.

6.1. Sudura

Sudura prin topire este una dintre uzinajele cele mai frecvente în care laserul și-a găsit un domeniu relativ larg de aplicații. Factorul care le limitează este în primul rînd grosimea plăcilor care trebuie îmbinate. Deși laserii de putere existenți permit sudura unor plăci de pînă la 5 mm grosime, domeniul cu maximum de aplicații și de interes este cel al grosimilor de pînă la 1 mm.

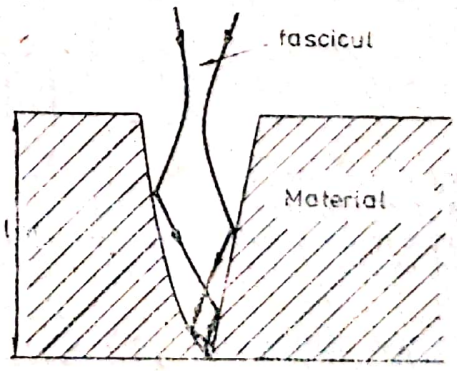


Fig. 6.1. Efectul de „keyhole" la sudura cu laserul.

În îmbinările făcute între două plăci alăturate se cîștigă în profunzime prin penetrarea radiației în interstițiul dintre plăci și absorbția ei pe

Scanned with OKEN Scanner

suprafețele laterale de îmbinare — așa-numitul efect de fantă („Keyhole"). Figura 1 redă schematic situația la care ne referim. Evident, în sudura plăcilor suprapuse acest avantaj dispare.

Pentru început trebuie să deosebim două situații : aceea a sudurii (lipirii) maselor plastice și aceea a sudurii metalelor.

6.1.1. **Suduri de mase plastice.** Sudura maselor plastice se realizează în mod curent cu laserul. În cazul lor nu putem vorbi propriu-zis de temperatura T_t, ci trebuie să căutăm prin încercări succesive o izotermă de „înmuiere" suficientă la care se produce lipirea. Precauții trebuie luate pentru că, chiar dacă nu ajungem la ardere, la temperaturi mai mari, plasticul se descompune și proprietățile lui fizice se alterează. Pentru foițe subțiri trebuie avut în vedere ca temperatura să nu fie atît de ridicată încît plasticul să devină prea fluid căci, din cauza tensiunii superficiale, se pot produce paralel cu lipitura găuri. Lungimea de undă recomandată este de la 10,6 μ (laser CO_2-continuu de putere mică prevăzut cu atenuatori) deoarece radiația este mai puternic absorbită decît cea a laserilor în vizibil, plus că aceștia din urmă, cu excepția eventuală a YAG-ului și a laserului cu Argon ionizat, lucrează în impulsuri. În plus, absorbția treptată, în volum a radiației de la 10,6 μ, face ca adîncimea de penetrație a izotermei de înmuiere să poată fi foarte adîncă. Astfel, se pot suda plăci groase de ordinul centimetrului. Efectul termic se determină după relațiile date în § 4.3.3 și § 4.3.7. Observăm că găurirea și tăierea plasticelor înseamnă mai curînd aducerea regiunii respective într-o stare lichidă de vîscozitate mică, din care lichidul este îndepărtat fie prin propria tensiune superficială, fie pur și simplu curge, fie este spulberat printr-un jet de aer. Găurirea și tăierile făcute la densități mari de putere (estimativ $\varrho > 1 \varnothing^3$ W/cm^2) duc la descompunerea (cu eliminare de vapori nocivi) a plasticului și chiar la aprinderea acestuia.

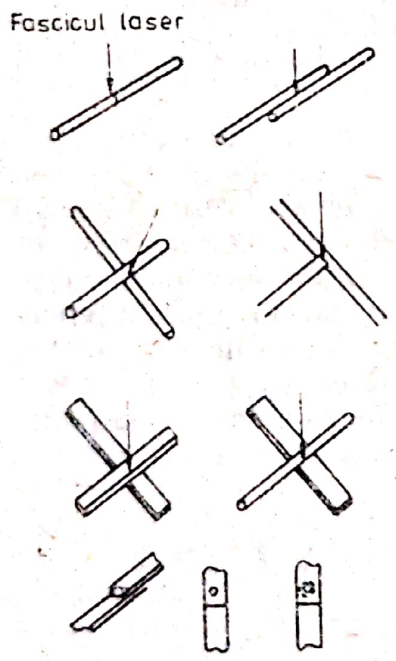


Fig. 6.2. Diferite tipuri de sudură cu laserul. În afară de acestea se pot realiza și suduri de-a lungul unor contururi mai lungi.

6.1.2. **Suduri de metale.** În raport cu masele plastice, sudurile pe metale prezintă trei deosebiri : temperaturile necesare sînt mult mai ridicate, radiația se absoarbe numai superficial nu și în profunzime, calitatea sudurii depinde de modul de realizare (cum ar fi de timpul de răcire). În cazul sudurii metalelor diferite, problema este încă mai dependentă de condițiile de lucru.

De la început trebuie să știm destinația sudurii pentru că poate fi vorba de suduri care trebuie să prezinte o rezistență mecanică mare sau suduri a căror destinație este asigurarea unei simple etanșeizări sau a unui contact electric. Deși cu un laser cu CO_2 continuu cu o putere de 3,5 kW se pot suda plăci de oțel inoxidabil de o grosime de peste 6 mm, principalele aplicații ale sudurilor laser sînt în domeniul adîncimilor de penetrație submilimetrice implicate de tehnica vidului și mai ales de electronică și microelectronică.

În figura 2 sînt arătate cîteva din formele tipice în care este indicată sudura cu laser.

Scanned with OKEN Scanner

Legat de adîncimea de penetrație se poate estima cantitatea de material ce trebuie topită. Dacă sudura se face de-a lungul unui contur, vom putea considera că ea se realizează printr-o serie de lipituri circulare ce se suprapun. Astfel, va trebui să apreciem cantitatea de energie necesară pentru un singur punct de lipitură în funcție de diametrul și adîncimea acestuia. Înmulțind cu densitatea materialului (care scade relativ lent cu temperatura) aflăm cantitatea de material ce trebuie topită. În tabelul 6.1 este dată cantitatea de energie necesară pentru a încălzi 1 miligram din diferite metale de la „temperatura camerei" (~20°C) la o temperatură situată la 2/3 dintre temperatura de topire T_t și cea de fierbere. Astfel, dacă avem de sudat într-un punct două foițe de tantal suprapuse, groase de 0,2 mm, iar raza lipiturii trebuie să fie 0,3 mm, urmează că energia pulsului trebuie să fie :

$$Q = \pi a^2 \, 2l \, \Delta H \simeq 0{,}5 \text{ J}. \tag{1}$$

Cu această estimare se poate stabili că este necesar un laser pulsat cu neodim a cărui durată de puls trebuie să fie mai mare decît timpul de penetrație termică cerut de grosimea $2l$. Din relația $2l = 2\sqrt{\Delta t K}$ rezultă Δt de ordinul 10^{-3} s, deci folosim un laser în regimul pulsat obișnuit.

Pe distanțe lungi, sudurile se fac fie prin suprapunerea parțială a regiunilor sudate printr-un singur puls, fie folosind un laser cu CO_2 (sau YAG) continuu. Astfel, pentru a suda o lungime de 1 cm în cazul exemplului precedent, sînt necesare aproximativ 34 de pulsuri. Spoturile vor fi date la o distanță egală cu raza, iar lățimea sudurii va varia între a și $a \sin 60°$, adică între 0,3 și 0,34 mm. O frecvență uzuală de repetiție a pulsurilor cu neodim este de 1 puls/s. Urmează că viteza de sudură în cazul studiat este de 2 cm/minut.

Tabelul 6.1. Valori ale entalpiei (ΔH_{T-298})

Materialul	T(K)[a]	Kcal/Mol	J/μg($\times 10^{-3}$)
Aluminiu	1900	13,63	2,11
Argint	1900	14,03	0,54
Aur	2400	17,33	0,37
Aur	3264[b]	135,24	2,87
Beriliu	2700	19,30	8,95
Carbon (grafit)	4000[c]	21,31	7,42
Crom	2600	25,33	2,04
Cupru	2370	16,48	1,08
Fier	2800	28,26	2,11
Molibden	4300	41,04	1,79
Nichel	2700	24,51	1,74
Paladium	2300	19,24	0,76
Platină	3700	31,18	0,67
Silicon	2300	24,43	3,64
Tantal	3270	20,78	0,48
Staniu	1900	13,34	0,47
Titan	3000	25,84	2,25
Wolfram	3700[d]	22,16	0,50
Zinc	1000	6,65	0,42

[a] Temperatura este aleasă la valoarea 2/3 a intervalului dintre punctele de topire și de fierbere.
[b] Punct de fierbere.
[c] Sublimare.
[d] Punct de topire.

Scanned with OKEN Scanner

Într-adevăr, în mod normal, pentru laserii cu neodim în funcție de frecvența lor de repetiție și de tipul de sudură, viteza de înaintare este cuprinsă între 0,2—10 cm/minut. Pentru dimensiuni geometrice ale sudurii mai mari (și unde toleranțele sînt de asemene mai crescute) sînt recomandabile sudurile cu laseri în regim continuu cu CO_2 la care viteza de sudare ajunge la 5—100 mm/minut.

Un alt aspect ce trebuie luat în considerație este natura, particularitățile metalului (metalelor) ce se sudează. În primul rînd, metalele au proprietăți termice extrem de diferite, ceea ce se repercutează asupra adîncimii de sudură. Aliajele cu magneziu, care au o temperatură joasă de topire au tendința de a împrăștia stratul lichid care nu pătrunde în adîncime. Materialele cu tensiune de vapori mare tind să se vaporizeze înainte de a ajunge la o penetrație suficientă a straturilor de topire. Aliajele ce conțin zinc cer o temperatură mai ridicată (o „supratopire") pentru a se realiza sudura. În fine, zincul și aliajele cu zinc ajung ușor la fierbere în regiunea topită, ceea ce face ca sudurile să iasă poroase. Peste toate acestea intervin și nenumăratele aspecte legate de transformările de fază care intervin în aliajele intermetalice. Tabelul 6.2 arată comportamentul (și fiabilitatea) pe care le au sudurile între diferite materiale.

O altă caracteristică importantă a sudurii cu laser este caracterul local al ei și gradientul de temperatură radial și în adîncime foarte pronunțat. În figura 3 este arătată distribuția de temperatură în adîncime a unei bucăți de fier încălzită atît cu un puls laser de 0,2 ms cît și prin metoda clasică de încălzire locală rapidă care constă în realizarea unui arc electric prin descărcarea unui condensator în 20 ms. Observăm că se pot obține pulsuri laser cu mult mai scurte, în schimb, durate ceva mai scurte ale descărcării unui condensator ar însemna fie arii mari de contact, fie putere mult mai mică.

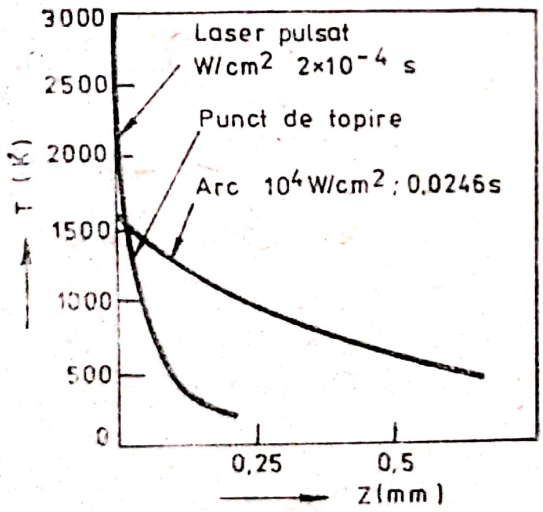


Fig. 6.3. Adîncimea de penetrație a căldurii și temperatura maximă obținută cu iradierea cu laserul și cu o sursă clasică la o aceeași energie. Materialul folosit este fierul.

O aplicație uzuală a sudurii punctiforme cu laserul este la realizarea termocuplelor. Aceste suduri asigură lipsa apariției impurificărilor datorită prezenței electrozilor din metoda obișnuită, deci o mai bună reproductibilitate și o rezistență mecanică sporită. În tabelul 6.3 sînt date condițiile de lucru optime pentru realizarea unor joncțiuni optime. Laserul trebuie focalizat pe primul dintre metalele citate; pentru realizarea unei iradieri uniforme se recomandă decuparea doar a porțiunii centrale din spot, și ajustarea distanței focale la dimensiunile firelor.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 6.2. Suduri binare metalice

E excelent
B bun
A acceptabil
N neindicat
— nu există date

	W	Ta	Mo	Cr	Co	Ti	Be	Fe	Pt	Ni	Pd	Cu	Au	Ag	Mg	Al	Zn	Cd	Pb
W																			
Ta	E																		
Mo	E	E																	
Cr	E	N	E																
Co	A	N	A	B															
Ti	A	E	E	B	A														
Be	N	N	N	N	A	N													
Fe	A	A	B	E	E	A	A												
Pt	B	A	B	B	E	A	N	B											
Ni	A	B	A	B	E	A	A	B	E										
Pd	A	B	B	B	E	A	A	B	E	E									
Cu	N	N	N	N	A	A	A	A	E	E	E								
Au	—	—	N	A	N	A	A	A	E	E	E	E							
Ag	N	N	N	N	N	A	N	A	A	N	E	A	E						
Mg	N	—	N	N	N	N	N	N	N	N	N	A	A	A					
AZ	N	N	N	N	A	A	N	A	N	A	N	A	A	A	A				
Zn	N	—	N	N	A	N	N	A	N	A	A	B	A	B	N	A			
Cd	—	—	—	N	N	N	—	N	A	A	A	N	A	B	E	N	N		
Pb	N	—	N	N	N	N	—	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	
Sn	N	N	N	N	N	N	N	N	A	N	N	A	N	N	N	N	N	N	A

Scanned with OKEN Scanner

Pentru sudurile prin puncte se recomandă și laserul cu CO_2-TEA. După cum am văzut în capitolul II, adaosul de azot pe lîngă mărirea puterii și a eficienței duce și la lungirea pulsului pînă la 3—5 μs, așa cum este indicată în sudurile de pelicule nu prea groase (< 0,5 mm). Pentru suduri în puncte la grosimi mai mari se recomandă laserul CO_2 în regim continu obturat mecanic. În felul acesta se obțin relativ ușor domenii de variație de la unda continuă la durate de cîteva milisecunde.

Tabelul 6.3. Sudarea termocuplelor cu laserul

Metalul de bază	Grosime $\times 10^{-3}$ m	Termocuplu	Diametru ($\times 10^{-3}$ m	Lungimea pulsului (ms)	Energie (J)
Molibden	62	Pt—(Pt—10% Rh)	10	4,0	3,2
	62	W—(W—26% Re)	10	4,35	4,2
Tantal	0,5	Pt—(Pt—10% Rh)	3	2,75	0,03
	62	W—(W—26% Re)	20	5,2	6,5
Oțel inoxidabil	20	Pt—(Pt—10% Rh)	3	3,0	0,04
Niobiu	1	Pt—(Pt—10% Rh)	3	3,50	0,06
Wolfram	125	Pt—(Pt—10% Rh)	10	4,50	4,6

Tabelul 4 redă caracteristicile unor suduri realizate în diferite condiții, pe diferite materiale, cu ajutorul laserilor CO_2 în undă continuă.

Atragem atenția că în cazul materialelor ușor oxidabile ca Molibden, Wolfram, Titan, chiar Fier, este de dorit ca sudura să aibă loc într-o atmosferă de gaz inert (în general se preferă argonul).

Tabelul 6.4. Caracteristicile unor suduri făcute cu laserul cu CO_2

Materialul	Puterea (kW)	Grosimea (mm)	Lățimea (mm)	Viteza de sudare (cm/s.)
Oțel inoxidabil	0,25	0,125	0,45	3,8
		0,250	0,70	1,48
		0,417	0,75	0,47
Inconel	0,25	0,100	0,25	6,35
		0,250	0,45	1,69
Nichel	0,25	0,125	0,45	1,48
Monel	0,25	0,250	0,62	0,64
Titan	0,25	0,125	0,37	5,90
		0,250	0,55	2,11
Oțel aliat	17	6	1,2	8,4
(Ti 6%, Al 4% V)		12,5	2	2,08
		17	4	1,0
		16,5		1,26

Vom enumera acum avantajele și situațiile în care sînt indicate sudurile cu laserul și pentru care laserul reprezintă o unealtă care ajută la un real progres tehnologic.

1) Datorită timpilor extrem de scurți și a regiunilor precis delimitate în care se realizează topirea, porțiunea învecinată rămîne neafectată ter-

Scanned with OKEN Scanner

mic. Astfel, s-au putut realiza suduri nichel-covar în vecinătatea joncțiunilor din semiconductor fără ca acestea să fie cîtuși de puțin afectate. Sudura este perfectă și rezistă la accelerații de peste $2 \cdot 10^5$ m/s^2. Tehnica sudurilor punctuale cu laser cu Nd : sticlă rămîne una din cele mai indicate într-o serie de aplicații din microelectronică datorită preciziei, solidității lipiturilor realizate, fără ca regiunile învecinate, uneori foarte sensibile, să fie perturbate.

2) Tot astfel de suduri cu pulsuri laser pot fi făcute pe materiale magnetice fără ca proprietățile magnetice să fie influențate, cu excepția unor regiuni de dimensiuni neglijabile.

3) Se pot realiza suduri în incinte și în locuri greu accesibile. Probleme legate de aducerea diferitelor accesorii (cabluri etc.) nu sînt necesare în manipularea unei simple radiații.

4) Sudurile se pot realiza în afara oricărui contact, chiar și în incinte închise (eventual vidate) cu condiția ca să existe o simplă fereastră transparentă.

5) Materiale care în mod obișnuit nu se sudează sau se sudează greu, sînt mult mai ușor de sudat cu pulsurile laser după cum se vede și din Tabelul 2. Datorită regiunilor restrînse afectate și a timpilor extrem de scurți de răcire, spectrul metalelor ce se pot suda devine astfel mult mai extins. Același lucru rămîne valabil și în cazul în care, într-o topitură sînt prezente trei sau mai multe componente.

6) Încovoierile și deformările sînt reduse la minim.

7) Se pot realiza suduri pe fire metalice oxidate și chiar izolate în mod tradițional. O mică parte din energia pulsului înlătură aceste „adausuri", iar prezența suplimentară a unor urme de carbon nu împietează asupra sudurii.

8) Sculele și utilajele clasice pot fi adaptate cu ușurință la tehnologia laser.

9) Dispozitivele de microuzinaj cu laserul pot fi adaptate cu ușurință la sisteme de televiziune în circuit închis și, de asemenea, se pretează automatizărilor și cuplării la microprocesoare.

6.2. Perforări

Găurile date cu ajutorul fasciculului bine focalizat au constituit una dintre primele aplicații ale laserilor, de altfel în anii 1966—1964 cînd metodele de măsură ale pulsurilor nu erau încă bine puse la punct, puterea unui laser se aprecia, în mod convențional, prin numărul de lame de ras pe care le putea perfora un singur puls.

Dacă pentru suduri și topiri densitățile de putere ajungeau pînă la $\varphi \gtrsim 10^5$ W/cm^2, pentru găuriri, densitățile sînt cuprinse în majoritatea cazurilor între $10^5 \lesssim \varphi \lesssim 10^7$ W/cm^2; la densități mai mici, fluxul de căldură este absorbit de solid și de faza lichidă, iar la densități mai mari, așa cum am avut prilejul să o spunem, apare unda de break-down în aer și apoi plasma (în vid). Intensități indicate pentru găuriri sînt ușor de obținut fie cu laserii cu Nd — sticlă, rubin (mai rar folosit deoarece laserul însuși este mai scump și mai puțin eficient) și, în sfîrșit, în laserul pulsat CO_2-TEA.

Unda de break-down se declanșează mai repede pentru lungimi de undă mai mari, de aceea, pentru radiația la 10,6 μm a laserului cu CO_2 se recomandă, pentru o perforare eficientă, în care majoritatea energiei să contribuie efectiv la găurire, ca $\varphi \lesssim 2 \cdot 10^6$ W/cm^2. Din acest motiv,

Scanned with OKEN Scanner

rezultă că pentru perforări mai adinci, pe diametre mai mici, sînt laserii cu Nd, pentru perforări puțin adinci, eventual exfolieri superficiale, pe suprafețe mai mari sînt indicați laserii CO_2-TEA.

Mecanismul fizic care duce efectiv la găurire depinde atît de materialul prelucrat, cît și de lungimea de undă și chiar de aspectul pulsului folosit. Este adevărat că într-o primă aproximație este valabilă condiția ca energia pulsului să fie egală cu energia calorică, care, acumulată în regiunea de găurit, să o poată aduce la temperatura de evaporare. Astfel de aprecieri se pot face cu ajutorul datelor furnizate de capitolul precedent. În unele cazuri însă materialul poate fi îndepărtat încă în faza lichidă prin presiunea de recul a vaporilor formați. O fierbere și o împrăștiere a fazei lichide la o temperatură mult coborită față de T_v se poate produce și datorită impurităților existente în material. De altfel, mici variații ale compoziției materialului, ale aliajului folosit, pot duce la dimensiuni de găuri destul de diferite. De asemenea, mecanismul se complică în cazul în care găurirea, tăierea sau debitarea se face în prezența unui jet de gaz. În aceste situații sînt proiectate picături de metal topit și se poate chiar presupune că vaporizarea propriu-zisă este neglijabilă. Ce trebuie luat în considerare este că odată cu creșterea temperaturii, emisivitatea suprafeței crește și pentru fluxurile 10^5—10^7 W/cm^2; cel mai corect este să neglijăm reflexia, adică să considerăm $\varepsilon = 1$.

La găuriri se mai pune și o altă problemă și anume, aspectul geometric, pe care îl capătă gaura, primul parametru „factorul de formă" fiind raportul între lungimea găurii și diametru. Aceasta depinde de forma fasciculului gaussian așa cum este acesta focalizat de lentilă, de asemenea depinde de energia și numărul pulsurilor date, cît și de natura materialului. În figura 4 este dată forma de gaură ce trebuie să se obțină teoretic la un număr mare de pulsuri cît și rezultatul experimental pentru un număr de 12 pulsuri. În practică, găurile au formele tipice date de figura 5

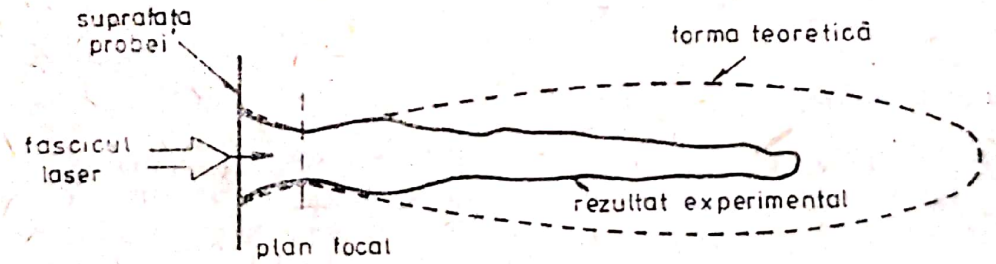


Fig. 6.4. Forma teoretică a găurii pentru un număr mare de pulsuri. Gaura efectiv realizată pentru 12 pulsuri (Puls cu CO_2, material : uraniu).

Gaura tipică se abate de fapt de la un cilindru, fiind aproximativ mai bine reprezentată de un trunchi de con mai mult sau mai puțin drept (în funcție de lentila de focalizare și numărul de pulsuri). Forme ca în figura 4 se pot obține prin iradierea în două direcții a materialului. Am insistat asupra formei, deoarece în multe aplicații ea este esențială. Să amintim în acest sens găurirea unor filiere de diamant pentru trefilat sîrme, sau realizarea unor duze calibrate în materiale dure, greu fuzibile (cum ar fi în wolfram). Aceste două exemple arată de altfel și avantajul găuririlor cu laserul. 1) În metodele convenționale ce lucrează prin eroziune, grosimea găurilor variază prin însăși distrugerea și decalibrarea cilindrilor de perforare. 2) Raza laser nu contaminează cu alte materiale locul găurii, ceea

Scanned with OKEN Scanner

ce (în cazul duzelor pentru temperaturi înalte) ar putea duce la compromiterea materialului găurit. 3) Locul găurii poate fi stabilit cu precizie și nu depinde de poziția microcristalelor existente în zonă care poate devia poziția exactă a găurii. 4) Factori de formă deosebit de mari, adică găuri înguste și lungi.

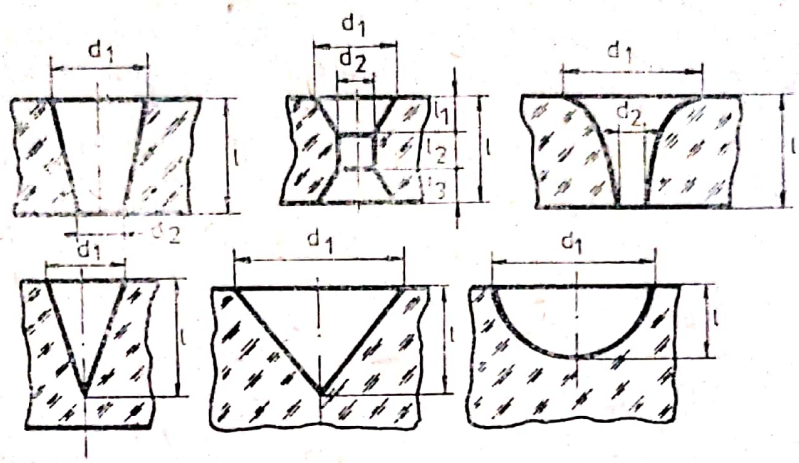


Fig. 6.5. Citeva forme tipice de găuri obținute cu pulsuri laser.

6.2.1. **Găuriri în metale.** Așa cum am arătat mai sus într-o primă aproximație, efectul de găurire trebuie apreciat după cantitatea de material ce poate fi evaporată în funcție de intensitatea fasciculului și de constantele de material după relațiile date în § 5.2. Ca aspect, materialele cu punct de topire coborît vor prezenta un factor de formă mai scăzut decît cele cu un T_t ridicat. Procesele care duc la găurire sînt în esență două

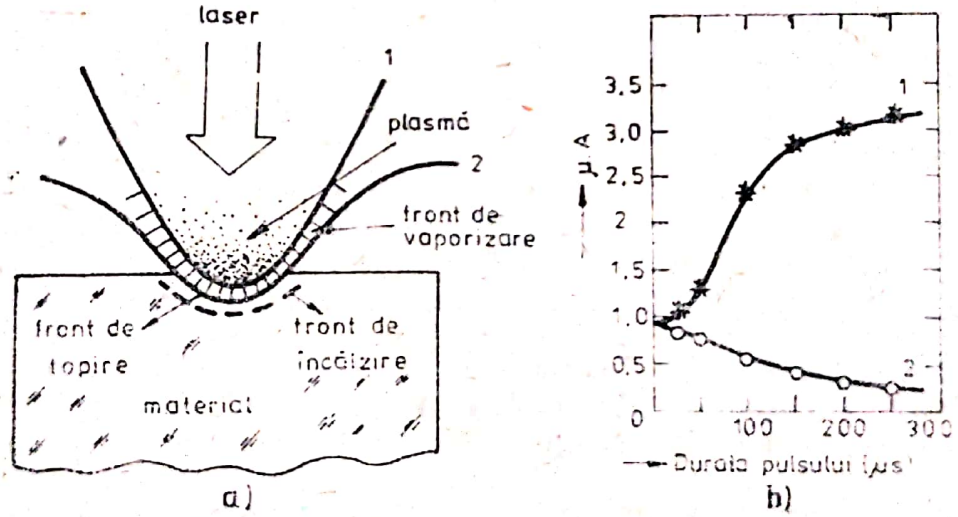


Fig. 6.6. a) Procesul tipic de găurire la metale. b) Masa îndepărtată prin topire (*1*) și evaporare (*2*) în funcție de durata pulsului.

Pentru pulsuri scurte, dar de mare putere, găurirea urmează frontul de vaporizare. Căldura nu are timp să difuzeze în material și stratul de lichid este neglijabil. Este situația în care este dezvoltat mecanismul expus în paragraful amintit. Dacă, însă, la o aceeași energie totală, lungimea pulsului este mai mare stratul de metal topit devine apreciabil, iar sub presiunea vaporilor este pulverizat în afară. Acest mecanism este cel puțin valabil pentru Al, Cu, Mo, și Ni. În figura 6 este redată prin curba *1* metalul îndepărtat

Scanned with OKEN Scanner

prin evaporare, prin *2* cel îndepărtat în faza lichidă și prin *3* metalul îndepărtat în total în funcție de lungimea pulsului unui laser cu Nd : sticlă, energia per puls rămînînd aceeași. Se constată că pentru pulsuri mai scurte de 50 ns predomină procesul de vaporizare, în timp ce pentru timpi mai lungi materialul este îndepărtat în faza lichidă. Lungind în continuare pulsul, vaporizarea încetează și cu aceasta metalul topit rămîne pe loc — procesul de găurire încetează și ne aflăm în regiunea de sudură. Din acest exemplu reținem că există, cel puțin pentru metalele amintite, un timp de puls optim care, pentru o energie dată, duce la o maximă îndepărtare de material. Din aceste motive recomandăm ca, odată stabilit ordinul de mărime energetic al pulsului, factorul de formă și metalul de prelucrat, să încercăm o optimizare experimentală, prin tatonări a lungimii, energiei și numărului de pulsuri optime. Accentuăm și asupra acestui aspect : pentru găurirele de precizie este bine să obținem perforarea folosind mai multe pulsuri și nu unul singur și aceasta din două motive : primul într-o suită de pulsuri, rezultatele se mediază și diferențele de la un puls la altul ca energie și chiar ca distribuție radială contează mai puțin și în al doilea rînd sistemul laser flash-uri și mediul activ mai puțin solicitat vor oferi un timp de exploatare mult mai îndelungat (conform cap. al III-lea).

Tabelul 6.5. Caracteristicile unor găuri date în diverse metale

Material	Adîncimea $\times 10^{-2}$ mm	Lungimea pulsului	Energia	Diametrul de intrare $\times 10^{-2}$ mm	Diametrul de ieșire $\times 10^{-2}$ mm
PE Magneziu	15	1,8	2,1	3,5	2,1
	15	2,0	3,3	4	3
Molybden	5	2,0	3,3	2,5	2,1
	5	2,25	4,9	2,5	2,1
	5	2,35	5,9	2,5	2,5
Cupru	7	2,25	4,9	2,1	—
Oțel inox	7,5	2,35	5,9	5	2,5
Ti-6% Al-4% V	20	2,35	5,9	4	1,8
	20	2,4	7,0	4	1,8
Wolfram	5	2,0	3,3	2,1	1,8
	5	2,1	4,0	2,1	2,2
	5	2,35	5,9	2,5	3

Tabelul 6.5 oferă orientativ exemple de condițiile în care se obțin perforări pe diferite materiale cît și factorul de formă presupunînd gaura conică (la media între diametrul de intrare și ieșire).

6.2.2. **Găuriri de nemetale.** În ceramici sinterizate și cristale dure, darea unor găuri fine reprezintă pentru tehnologiile convenționale probleme tehnice de netrecut. În cel mai bun caz pentru alumina sinterizată se obține un factor de formă 4 : 1. Am putea sugera o altă soluție : darea unei găuri și apoi sinterizarea materialului. Soluția nu este bună deoarece în procesul încălzirii alumina „lucrează", se deformează și gaura nu își mai păstrează forma inițială. Cu ajutorul laserilor însă s-au obținut în ceramicile greu fuzibile factori de formă care depășesc 25 : 1. Acest rezultat oarecum surprinzător se datorește faptului că gaura devine la un moment dat un ghid de lumină pe suprafața căruia radiația laser se reflectă și este condusă spre interior. În felul acesta se obțin găuri mult mai lungi decît

Scanned with OKEN Scanner

cele care ar trebui să se obţină ţinînd seama de distanţa focală a lentilei. O refocalizare ulterioară, mai spre interiorul probei, duce la o şi mai adîncă găurire.

În ceea ce priveşte diametrul minim, el, principial, nu poate fi mai mic decît lungimea de undă folosită (în practică cel puţin cîţiva λ). Aceasta înseamnă că perforări fine se obţin cu laserii de putere cu lungimi de undă mai scurte, cum ar fi laserul cu argon ionizat pentru care diametrul minim al găurii atinge micronul, în timp ce pentru laserul cu CO_2 nu ne putem aştepta la diametre mai mici de 20 μm. Evident, aceste diametre minime mai presupun şi un laser funcţionînd monomod pe TEM_{00} şi un sistem de focalizare cu aberaţii minime special proiectat pentru apertura şi lungimea de undă a laserului.

În cazul aluminei, Al_2O_3, una dintre ceramicile cele mai folosite, s-au întreprins cercetări amănunţite. S-a arătat astfel că în jurul găurii însăşi, forma reţelei cristaline se schimbă. S-a arătat de asemenea că pentru un puls de forma tipică unui laser cu rubin cu o intensitate maximă de $3 \cdot 2 \cdot 10^7$ W/cm^2, adîncimea s_v a găurii variază în timp după relaţia

$$s_v = 5 \cdot 3 \cdot 10^{-3}\ t^{0,85} \qquad \text{cu } 0 < t \lesssim 2 \text{ ms}, \tag{2}$$

unde S_v este măsurat în mm şi t în ms. După cum am văzut în capitolul precedent, viteza de deplasare $V_v = dS_v/dt$ este proporţională cu variaţia în timp a pulsului. Ceea ce este surprinzător în relaţie este că

$$S_v = \int_0^t V_v(t)\, dt \tag{2'}$$

este aproximativ proporţională cu timpul ($t^{0,85} \simeq t^1$). Dacă ţinem seama de încălzirea materialului şi de forma reală a pulsului, atunci se arată că se obţine într-adevăr dependenţa dată de relaţia (2). Găuri reproductibile perfect conturate, se obţin şi cu laserul CO_2-TEA diametre între 0,1 — 0,3 mm pe adîncimi de pînă la 1 mm în suite de pulsuri de ~ 1 J.

Un alt material dielectric des folosit este cuarţul SiO_2. Prelucrarea acestuia se face de preferinţă cu laserul cu CO_2, deoarece cuarţul este perfect transparent din U.V. şi pînă la $\sim 3\mu$m; la 10,6 μm cuarţul este perfect absorbant. Figura 7 redă adîncimea S_v în funcţie de timp la o iradiere cu un laser continuu cu $\varphi = 6 \cdot 10^3$ W/cm^2. Se constată după aproximativ 8 s o plafonare a găurii la adîncimea de aproximativ 1 cm. Graficul din figura 8 arată cum depinde V_v de densitatea de putere focalizată pe o ţintă de cuarţ.

Comportări asemănătoare au şi ceilalţi oxizi refractari MgO, CaO, TiO_2, ThO_2 etc.

Spre deosebire de metale, la materialele ceramice şi cu atît mai mult la sticle, conductibilitatea termică fiind mai mică, gradienţii de temperatură sînt foarte mari, fapt care implică apariţia unor forţe de tensiune care pot fractura materialul. De exemplu, tensiunea maximă care poate fi suportată de alumina sinterizată este de 275 N/mm^2. Se arată că tensiunea termică indusă de un flux de $3 \cdot 2 \times 10^7$ W/cm^2 este de 245 N/mm^2 — din această cauză nu pot fi utilizate, în cazul ceramicilor, pulsuri mai mari de $\varphi \sim 2 \cdot 10^7$ W/cm^2. Pentru sticle tensiunea ajunge să depăşească o valoare critică de fisurare la densităţi la care nu poate fi vorba de găurire şi nici măcar de topire. Totuşi această fisurare termică indusă de laser şi-a

Scanned with OKEN Scanner

găsit o aplicație practică în procesul denumit fracturare controlată. Cu această tehnică se pot decupa anumite contururi (simple) ca rezultat al tensiunilor mecanice obținute prin plimbarea unui fascicul de laser (de obicei CO_2 continuu, focalizat) de-a lungul respectivului contur. Unele materiale (în special sticlele moi) dau rezultate mai puțin reproductibile, alte materiale (cum ar fi ceramicile sinterizate) pot da rezultate fiabile.

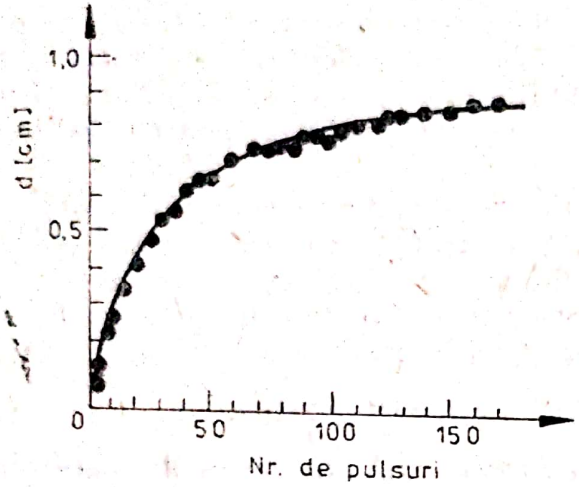


Fig. 6.7. Adîncimea de penetrație în funcție de numărul de pulsuri pentru cuarț.

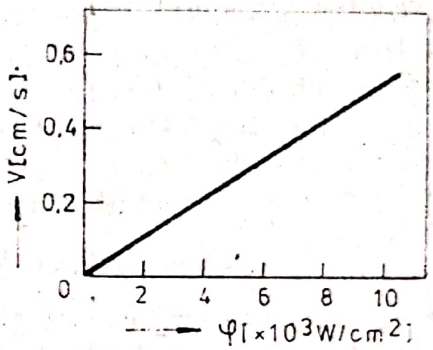


Fig. 6.8. Viteza de vaporizare în funcție de φ (pentru cuarț).

Pe aceeași linie mai menționăm și clivarea precisă prin tensiunea termică indusă de laser. De exemplu, focalizînd un laser CO_2 — 40 W pe un monocristal de cuarț putem obține clivajul pe oricare direcție posibilă. Localizarea spotului determină un punct prin care va trece planul de clivaj.

6.3. Alte uzinaje cu laserul

Debitarea. Procesul evaporării superficiale poate duce nu numai la găuriri, ci folosit de-a lungul unui contur poate fi valorificat pentru decupări și debitări de materiale. Avantajul tăieturilor cu laserul îl constituie viteza ridicată de decupare, consumul diminuat de material (lățimea zonei afectate reprezintă 10—35% din grosimea materialului), limitarea și localizarea efectelor termice, lipsa de deformări în procesul tăierii, decupări în zone greu accesibile etc. În majoritatea cazurilor se folosește laserul cu CO_2 în regim continuu. Metalele pot fi tăiate mai repede și cu un randament energetic sporit dacă în regiunea pe care se află spotul este proiectat un flux de gaz. Figura 9 arată realizarea unui cap de prelucrare care conține lentila de focalizare și sistemul de dirijare al gazului. Rolul pe care îl îndeplinește jetul este multiplu : îndepărtează materialul topit permițînd spotului să încălzească direct faza solidă, răcește partea superioară a zonei de debitare, protejează elementele optice de particulele rejectate, poate crea un strat pe suprafața metalului mai absorbant. În cazul multor metale stratul de oxid creat de jetul de oxigen este mult mai absorbant la 10,6μm. De asemenea, oxi-

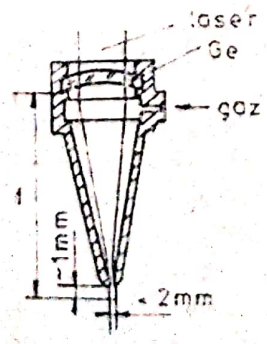


Fig. 6.9. Forma tipică de duză pentru tăieri cu fasciculul laser.

genul poate aduce un surplus de energie exotermă în procesul de oxidare care nu trebuie nici ea neglijată.

Același procedeu se aplică și la debitarea materialeor nemetalice. Rezultatele semnificative, respectiv grosime și viteză de tăiere în funcție de putere, sînt date pentru metale în tabelul 6 și pentru nemetale în ta-

Tabelul 6.6. Vitezele de tăiere pentru foi metalice în prezența unui jet de gaz pentru diferite situații de lucru

Metal	Putere (W)	Grosime (mm)	Viteză (cm/minut)	Natura jetului de gaz
Dural	3800	6	30,5	CO_2
Oțel moale	320	0,64	18	O_2
Oțel inoxidabil	350	0,30	43,2	O_2
	350	3,25	22,9	O_2
Nimonic (75)	225	0,79	40,6	O_2
Titaniu	240	0,17	610	O_2
Aliaj de titaniu (Ta 115)	225	0,91	482	O_2
Oțel inoxidabil	225	0,25	350	O_2
	225	0,25	210	O_2
	225	0,7	80	O_2
	225	1,2	50	O_2
	225	1,6	45	O_2
Oțel	1200	5	60	O_2
Aluminiu	10000	13	100	He
Inconel	11000	13	127	He
Titaniu	10000	25	510	O_2
Oțel inoxidabil	185	0,025	915	fără jet
	185	0,05	475	fără jet
	185	0,075	300	fără jet
	200	0,075	600	O_2
	200	0,1	450	O_2
	200	0,2	300	O_2
	200	0,3	230	O_2
Oțel	200	2,5	100	O_2
Aluminiu	15000	12,7	230	fără jet
Oțel carbon	15000	6,35	230	fără jet
Oțel inoxidabil	20000	4,75	127	fără jet

belul 7. În general la puteri mai mari lățimea de debitare crește și sînt de preferat puteri mai mici la vitezede debitare mai lente. Graficile din figurile 10 și 11 arată influența puterii și a vitezei de debitare pentru diferite materiale de interes.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 6.7. Viteze de tăiere pentru nemetale folosind un laser cu CO_2 continuu asistat de un jet de aer

Materialul	Puterea [W]	Grosimea [mm]	Viteza [cm/minut]
Azbest	180	6,4	76,2
Azbest (presat	335	6,4	2,5
	260	6	150
Sticlă	350	2	75
Hîrtie (mată)	60	0,33	2880
Hîrtie (lucioasă)	60	0,33	4000
Plastic (acrylic)	300	3,1	183
Plastic (PCV)	300	3,2	360
Plastic (polistiren expandat)	300	20	10
Nylon textură	180		360
Cauciuc	225	3	305
Lemn (stejar)	300	16	27,9
Lemn (brad)	200	50	12,5
Lemn (placaj)	350	4	530
	225	5	110
	225	6,5	65
	225	15,5	30
	225	19	28
Beton	8000	38	50
Alumină	40000	16	152

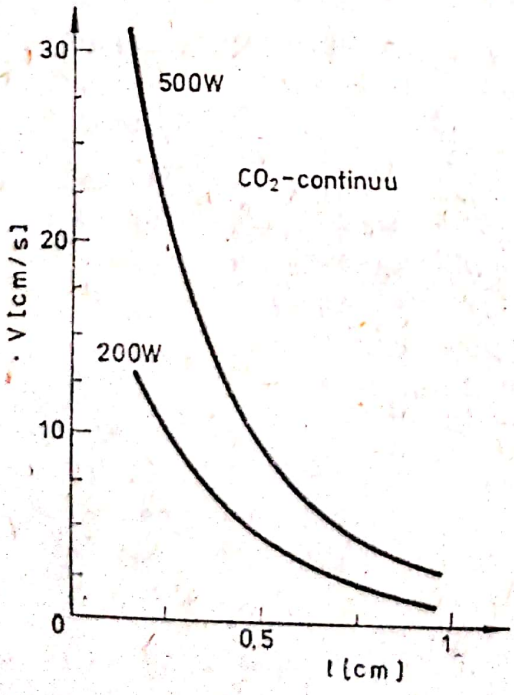


Fig. 6.10. Viteza de debitare a maselor plastice (de tip acriliç) în funcţie de grosime.

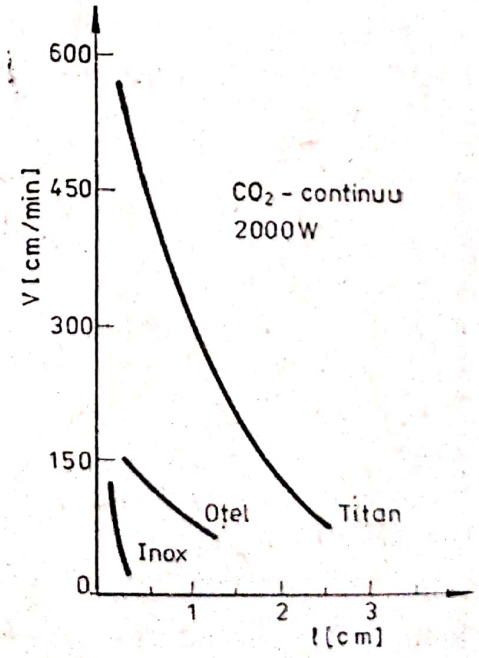


Fig. 6.11. Viteza de debitare în funcţie de grosime pentru unele aliaje.

Scanned with OKEN Scanner

Gravarea. Una din aplicațiile recente ale prelucrărilor prin vaporizare superficială cu fasciculul laser este gravarea folosită în special pe suprafețe nemetalice (mase plastice, cauciucuri, sticlă, lemn etc). La baza acestui procedeu stă de asemenea vaporizarea locală, controlată a substanței sub acțiunea radiației unui laser cu CO_2 fie în regim continuu, fie în regim pulsat. Dacă laserii continui sînt indicați pentru materiale netensionabile, moi (cauciuc, lemn, plastic), regimul CO_2-TEA este indicat pentru sticlă, ceramaică unde eroziunea superficială se face rapid fără o ridicare a temperaturii suportului care ar putea duce la tensiuni și la spargerea acestuia. Metodele concrete de realizare a formelor și inscripțiilor de gravare sînt următoarele :

1) Aplicarea unei măști metalice (de preferință reflectante dintr-o plăcuță de aluminiu, cupru) în care este decupat negativul gravurii de executat. Iradierea măștii depinde de materialul de gravat, de intensitatea laserului și de suprafața gravurii. Pentru laseri puternici (100 W), materialele ușor de gravat (lemn, cauciuc, plastice) la suprafețe de ordinul dm^2, cel mai indicat este expandarea fasciculului laser cu o lentilă divergentă (sau chiar folosirea lentilei convergente mult în afara focarului). În această situație durata de gravare este de ordinul secundei. Dacă puterea e mică (respectiv suprafață mare), atunci trebuie realizat un dispozitiv care să parcurgă întreaga suprafață eventual de mai multe ori. (Pentru cazul acesta, timpii lungi de iradiere nu rezolvă situația, materialul se topește, contururile nu sînt netede, mai mult, materialul poate lua foc). În locul laselui cu CO_2 continuu/TEA, la folosire a procedeului prin baleiere pot fi folosiți și laserii cu Nd :YAG.

2. Folosirea unei măști în calea fasciclului inițial și apoi a unui sistem de proiectare a acesteia pe materialul de gravat. Sistemul are avantajul că prin varierea distanței focale a lentilei se pot obține diferite măriri/micșorări ale aceleiași măști.

3. Gravarea mai poate fi făcută și prin plimbarea fasciculului cu un spot de diametru adevcat pe suprafața ce trebuie gravată. Acest procedeu este indicat în special în cazul unor gravuri simple (drepte, suprafețe regulate etc).

Gravarea, marcarea, realizarea de inscripții cu laserul este o tehnologie în același timp rapidă, economică și precisă — în sensul realizării unor desene extrem de bine conturate, de interes, de exemplu în trasarea reticulelor optice sau în microelectronică.

Trimerizarea. Găurirea, gravarea, marcarea au la bază îndepărtarea unei regiuni mai mult sau mai puțin adînci și de pe o suprafață mai mult sau mai puțin întinsă. Toate aceste uzinaje se încadrează într-o clasă de aplicații ce este denumită uneori prelucrări prin eroziune cu fascicule laser. Un alt exemplu de astfel de prelucrări este ajustarea („trimerizarea") rezistorilor și a condensatorilor.

Rezistorii de ajustat sînt de tipul celor cu o peliculă subțire depusă pe un suport dielectric. Peliculele rezistive cele mai obișnuite sînt cele de Ta_2N, de carbon sau metalice. Rezistența este cu atît mai mică cu cît distanța dintre contacte este mai mică, lățimea mai mare și stratul mai gros. Procedeul cere ca rezistența să fie depusă în mod deliberat la o valoare mai mică și apoi ajustată la valoarea nominală mai mare. Laserul poate fi utilizat într-una din următoarele variante :

1. Ajustarea prin evaporări de găuri.

Scanned with OKEN Scanner

2. Ajustarea prin modificarea ariei sau a lungimii rezistenței.
3. Ajustarea prin oxidare termică.

Primele două modalități sînt ilustrate în figura 10. Cel mai indicat este un laser de tipul Nd : YAG care poate funcționa în mai multe regimuri. În cel pulsat (eventual Q-switch) este indicat în îndepărtarea materialului pe domenii limitate, iar în cel evasicontinuu (continuu) de-a lungul unui contur.

Prin încălzire pe suprafețe mai mari în aer sau în atmosferă de oxigen se poate oxida termic, controlat pelicula metalică, fapt care duce, de asemenea, la mărirea rezistenței. Procedeul este folosit la peliculele de tantal sau la cele de „cermet (Cr-SiO). În această variantă este indicat și laserul cu CO_2-TEA.

Trimerizarea cu laser poate fi inclusă ca una dintre secvențele procesului tehnologic de realizare a rezistorului. Avantajul este că, pe clase de depuneri uniforme, se pot realiza variații relativ mari de rezistență. În plus, în special prin evaporarea în puncte, se efectuează o reajustare cu un grad deosebit de înalt de precizie (1/1000 — 1/100 000). Un alt avantaj este că rezistențele foarte mari care se află în incinte de sticlă, pot fi trimerizate direct prin învelișul de sticlă care este transparent la 1.06 μm. În special rezistențele cu depuneri de carbon pot fi ajustate astfel iar stabilitatea lor în timp este foarte bună.

În ceea ce privesc condensatorii există variante consecutive cînd aceștia sînt realizați prin suprapuneri de straturi conductor, dielectric, conductor pe un suport rapid. În cazul de față trimerizare înseamnă micșorarea capacității prin evaporarea stratului superficial conductor. Operația este mult mai delicată decît în cazul rezistorilor deoarece există pericolul lezării stratului dielectric și deci la un eventual scurtcircuit. Laserul poate contribui la însăși formarea condensatorilor prin faptul că straturile care îl compun pot fi evaporate în vid cu ajutorul lui, după cum vom vedea într-o secțiune ulterioară.

După cum am văzut ajustarea cu ajutorul laserilor a rezistorilor peliculari are avantajul unei plaje largi de variație a rezistenței ($\sim + 20\%$) a unui control riguros realizat eventual în condiții speciale (rezistor închis sau retrimerizare în timp ce rezistența este măsurată astfel încît să se obțină valoarea optimă, sau valoarea dorită cu o mare precizie). Procedeul nu impurifică și nu strică restul peliculei.

Evaporări cu laserul. Tehnologia obișnuită de obținere a unor straturi subțiri necesită o incintă vidată în care se găsește un cuptoraș încălzit de obicei ohmic. Cuptorașul se realizează de obicei în tantal, molibden sau wolfram în funcție de substanța de evaporat. Evident există și substratul pe care trebuie făcută evaporarea. În cazuri rare încălzirea utilizează microunde sau bombardament electronic. În anumite aplicații însă soluția de încălzire optimă este cea cu laserul. Să enumerăm anumite avantaje :

1. Evaporarea se poate realiza în orice atmosferă transparentă la radiația laser, în timp ce tehnica cu cuptoașe necesită un vid înaintat, altfel cuptorașul se oxidează și se arde.

2. Încălzirea cu laser nu introduce nici un fel de contaminare, datorită altor materiale introduse în incintă care, în plus, pot exercita la căldură o acțiune catalitică de descompunere sau o intrare în reacție cu substanța de evaporat.

3. Întreaga energie este folosită pentru evaporare — doar o mică parte intră în substrat. Conform celor tratate în Capitolul V putem alege

Scanned with OKEN Scanner

laserul și forma de puls cea mai eficientă. În evaporarea clasică cantitatea de căldură dată de cuptor este foarte mare și necesită o răcire specială pentru a fi eliminată.

4. Pot fi evaporate printr-o focalizare corespunzătoare regiuni mici, bine definite, din materialul de evaporat. Aceasta permite amplasarea într-un spațiu restrîns a mai multor substanțe de evaporat, în timp ce clasic fiecare substanță ar fi trebuit să ocupe un cuptoraș special.

5. Evaporarea realizîndu-se la puteri mult mai mici, ne mai existînd cuptorul, care constituie o sursă de încălzire prin radiație foarte puternică, distanța între evaporator și suport poate fi mult mai apropiată. Aceasta are, printre altele, și avantajul unui consum mai mic de substanță.

6. Metalele aliate, substanțele compuse în general, sînt mai puțin descompuse (disociate) prin încălzirea rapidă cu laserul.

7. Laserul găsindu-se în afara incintei poate fi ajustat cu ușurință la puterea și forma de puls optimă.

Laserii recomandați se aleg în funcție de substanța de evaporat, de grosimea și de suprafața stratului. Pentru volume mari de evaporare se utilizează CO_2 continuu de putere mică ($\sim$10W), de asemenea pentru aplicații mai modeste (straturi locale sau subțiri) se recomandă un laser Nd : YAG ($\sim$20 Watt/puls).

Aplicațiile cele mai specifice ale evaporărilor cu laser par a fi în următoarele conjuncturi :

1. Cînd evaporarea clasică poate duce la evaporări adiacente nedorite (evaporare din cuptor, disocieri, descompuneri de aliaje și compuși).

2. Peliculele obținute cu laserul au un grad de cristalizare care clasic se obține numai prin încălzirea externă a suportului. Avantajul este cu atît mai mare cînd suportul este mare, sau nu trebuie încălzit.

3. Evaporarea materialelor refractare nu necesită cuptorașele clasice care implică inconvenientele legate de disiparea excesivă de căldură (plus eventuale inconveniente de la punctul 1).

Tabelul 8 dă cîteva din rezultatele obținute prin evaporarea cu laserul împreună cu anumite date caracteristice. Multe din materialele date se folosesc pentru obținerea de oglinzi cu straturi dielectrice în vizibil și infraroșu.

Sferoidizări. Pînă în prezent, pentru prepararea particulelor sferice submilimetrice (microsfere) din materiale refractare cu punct de topire ridicat, au fost încercate diverse metode, cum sînt : topirea cu arc, cu flacără, cu torță de plasmă, precum și procedeul de sol-gel. Aceste tehnici sînt în general laborioase, iar numărul particulelor utilizabile, precum și caracteristicile lor fizice și chimice, depind de prepararea probei și de parametrii specifici experienței.

În cele ce urmează vom descrie o tehnică nouă de sferoidizare ce folosește un laser cu bioxid de carbon în curent alternativ, de aproximativ 300 W putere. Dispozitivul de sferoidizare constă dintr-un motoraș pe care se atașează bastonul de oxid, cu o turație reglabilă de la cîteva mii la 30 000 ture/min. Pe același soclu este montat și un motor de curent continuu, cu o viteză variabilă, permițînd deplasarea bastonului în sus și în jos în fascicul cu 2—25 mm/min. Fasciculul laser este focalizat printr-un sistem optic care cuprinde o lentilă de sare și o oglindă dispusă la 45° pentru deflecția fasciculului. Cu ajutorul lentilei, cu o distanță focală de 200 mm, se realizează în focar o densitate de putere de aproximativ 10^5 W/cm^2 iar diametrul spotului se reduce astfel de la 20 la 0,6 mm.

Scanned with OKEN Scanner

În aceste condiții, fasciculul laser focalizat cade lateral pe capătul de sus al bastonașului de oxid, ce efectuează o mișcare de rotație rapidă. Porțiunea supusă iradierii se topește cu ușurință, luînd naștere — datorită rotației probei — o pulverizare radială de particule mici sferice, însoțită uneori de bucăți mai mari sau mai mici de material crăpat incandescent.

Tabelul 6·8. Date asupra materialelor evaporate sub formă de strat subțire cu laseri pulsați și continuu

Material	Indice de refracție	Laser	Comentarii
Sb_2S_3	2,7	Rubin 10^6—10^8 W/cm²	Peliculă de grosime 100—3000 Å pe puls
As_2S_3	2,4		
Fucsină	—		
Se	2,4		
Zn-Te	5		
$PbCl_2$	1,8		Este necesară acoperire cu carbon
PbTe	5		
Ge	3,8		
SiO		CO_2 continuu 25W	Viteza de evaporare în Å/minut
ZnS			4000
ZnSe			4000
PbF_2			4000
Na_3AlF_6			4000
SiO_2			3000
MgF_2			2000
Si_3N_4			1500
$LaAlO_3$			200
TiO_2			100
Al_2O_3			35
SiO	1,55—2	CO_2 continuu 50W	20
SiO_2	1,46		10000
			400

Materialele folosite se prezintă inițial sub următoarele forme : vergele cilindrice de alumină (amestec Al_2O_3 cu crom) de 4 mm diametru, și bastonașe cu secțiunea pătratică din alumină (latura 4,75 mm), arse în condiții diferite și bine sinterizate ; bastonașe de calit, de 6 mm diametru ; bastonaș de ferrit de Mn-Mg (Fe_2O_3—MgO-MnO-ZnO) de 6 mm diametru.

În cursul experiențelor s-a observat o dependență clară a diametrelor sferelor obținute, funcție de viteza de rotație. În ceea ce privește viteza de avans a bastonașului în fascicul, există o corelație între aceasta și puterea laserului în sensul că la creșterea puterii laserului, se poate crește viteza de avans ; dacă se mărește viteza de translație la o putere laser mai scăzută, materialul scapă din fascicul fără a se topi, în plus tensionează și crapă.

Tabelul 9 dă diametrele medii obținute în diferite situații.

Măsurările de densitate ale microsferelor rezultate indică o aceeași densitate ca și a materialului nesferoidizat pentru calit (2,68 g/cm³) și 70% din densitatea bastonașului de alumină (2,32 g/cm³ față de 3,37 g/cm³).

Din observațiile experimentale rezultă că procesul sferoidizării cu ajutorul laserului implică corelarea a mai mulți parametri importanți și anume : 1) puterea laserului, 2) focalizarea fasciculului, 3) direcția fasciculului pe probă precum și locul de impact, 4) dimensiunile și forma bastonașului de oxid, 5) condițiile în care acesta a fost preparat, 6) proprietățile

Scanned with OKEN Scanner

sale termice și mecanice, 7) viteza de rotație a bastonașului precum și viteza de înaintare în fascicul, 8) timpul de zbor al picăturilor desprinse din baston prin aer și modul de impact cu recipientul de culegere.

Primii factori influențează distribuția de temperatură în probă și topirea materialului, aici corelîndu-se puterea laser incidentă, proprietățile termice ale probei (în special conductivitatea termică și căldura latentă de topire), pierderile prin convecție și reradiație. Pe măsură ce bastonașul pătrunde rotindu-se cu viteză mare în fascicul, iradierea tinde către o stare

Tabelul 6.9.

Materialul studiat	Viteza de rotație (ture/min)	Diametru minim (mm)
Calit	9600	1,05
	20400	0,60
	27000	0,41
	30000	0,30
Alumină	9600	0,98
	20400	0,64
	27000	0,59
	30000	0,40
Ferit de Mg-Mn	9600	0,95
	20400	0,61
	27000	0,405

staționară în care se poate considera cilindrul înconjurat la partea superioară de o sursă superficială în formă de brîu, de înălțime cît diametrul spotului focalizat; acestuia îi va corespunde un brîu de topitură, de a cărui grosime și uniformitate vor depinde particulele desprinse. Timpul de iradiere necesar atingerii punctului de topire pe o porțiune mai mare de material depinde și de proprietățile termice ale materialelor : astfel se estimează aproximativ 10s (la viteza minimă de rotație) pentru probele cu conductivitate termică mai coborîtă și punct de topire ridicat, cum este Al_2O_3 (la care conductivitatea termică este $K = 0{,}05$ Wcm^{-1} K^{-1} la 1500 K și temperatura de topire este $T_t = 2051°C$). Pe de altă parte, conductivitatea termică a Al_2O_3 sinterizat este dependentă de temperatură. În plus, punctul de topire al Al_2O_3 este greu de precizat, deoarece curbele de încălzire ale oxizilor metalici arată rar o regiune de temperatură constantă, care să indice un punct de topire definit, ci indică în general o regiune de temperaturi de topire. Brîul topit uniform se realizează mai greu la materiale cu conductivități mai ridicate și puncte de topire mai coborîte, cum este ferrit de Mn-Mg ($T_t = 1500°C$), și de aceea, dacă nu se preîncălzește vergeaua, se rup din ea bucăți de diverse mărimi. Pentru această etapă de studiu a iradierii propriu-zise, ne propunem o estimare cantitativă a distribuției de temperatură în probă în vecinătatea punctului de topire, în condițiile specifice procesului.

Formarea picăturii sferice din masa topită cere considerarea echilibrului la suprafață între forța centrifugă și forța de coeziune moleculară a substanței topite. Sub acțiunea acesteia, picătura smulsă ia forma sferică, iar creșterea forței centrifuge comunică masei topite în pulverizare radială o energie suplimentară, care duce la formarea de sfere numeroase de dimensiuni mai mici.

Scanned with OKEN Scanner

Bilanțul energetic al procesului exprimă faptul că, pe seama energiei date de forța centrifugă păturii cilindrice de topitură, se consumă o energie ΔE de rupere a peliculei superficiale și se comunică energia E_{cin} picăturilor desprinse. Astfel,

$$\frac{1}{2} M_0 \omega^2 R^2 = \Delta E + E_{cin},$$

unde M_0 este masa topiturii, ω și R — viteza unghiulară și raza bastonului. Dar

$$\Delta E = \sigma [S_p - S_0]$$

și

$$S_p \cong N 4 \pi r^{-2},$$

$$E_{cin} \cong \frac{N}{2} \bar{m}_0 \bar{v}^2,$$

unde σ este coeficientul de tensiune superficială a materialului topit, S_0 — suprafața totală a păturii cilindrice topite, N — numărul de picături, $\bar{r}$ — raza, $\bar{m}$ — masa medie a picăturilor și $\bar{v}$ — viteza radială medie a particulelor desprinse.

Relația de mai sus permite estimarea aproximativă a coeficientului de tensiune superficială a oxidului folosit la punctul de topire. Un astfel de calcul, făcut pe baza valorilor experimentale obținute pentru microsferele din proba de alumină, conduce la $\sigma \cong 1{,}056$ N/cm.

Microsferele dense din oxizi metalici, compactate prin vibrație, reprezintă una din posibilitățile de prepararea combustibilului pentru unii reactori nucleari. Metoda de sferoidizare cu ajutorul laserului cu CO_2 oferă unele avantaje asupra altor metode, printre care simplitatea sa, grăbirea operațiilor de preparare, precum și eficiența sa ridicată. Dacă se găsesc condiții optime de corelare a parametrilor (putere laser, viteză de rotație, compoziția, prepararea și dimensiunile bastonașului de materiale), aproximativ 90% din materialul inițial se regăsește sub formă de microsfere.

În plus, deoarece încălzirea cu laserul nu depinde de mediul gazos înconjurător pentru a transfera căldura către materialul refractar, ar fi posibil să se aleagă presiunea și compoziția atmosferei pentru optimizarea formației de sferule sau pentru a suprima sau induce schimbări chimice în timpul sferoidizării.

6.4. Tratamente termice cu schimbarea proprietăților fizico-chimice

Mai corect, titlul acestui paragraf trebuie să precizeze că vom trece în revistă unele tratamente termice cu laserul care modifică proprietățile fizice/chimice ale suprafeței iradiate altele însă decît încălzirea, topirea și evaporarea. Fizic ne gîndim de exemplu la recristalizări așa cum se întîmplă mai ales în aliaje. Călirea este un proces tipic de acest fel, iar chimic exemplificăm prin formarea unor compuși apăruți în zona iradiată în anumite condiții termice, cum este, de exemplu, nitrurarea.

Deși laserii folosiți sînt tot cei bine cunoscuții laseri de putere CO_2, Nd : sticlă, Nd : YAG, atragem atenția că fasciculul de prelucrare, viteza

Scanned with OKEN Scanner

de deplasare a acestuia, lucrul în monomodul TEM_{00} sînt mult mai critice decît în aplicaţiile precedente.

Vom începe cu tratamentele termice ce implică schimbări fizice mai deosebite.

Călirea. Călirea superficială cu ajutorul încălzirii cu un spot laser de mare putere are la bază un efect termic local urmat de o răcire rapidă cu un gradient termic $\frac{dT}{dt}$ practic de neatins în metodele clasice şi care face ca respectivul aliaj fieros să se solidifice în faza martensitică. În acest paragraf vom da cîteva rezultate obţinute precum şi tehnica de lucru, urmînd ca aprecierile şi estimările condiţiilor de lucru optime să fie amînate pentru Capitolul VII. Într-adevăr, nu putem găsi soluţii şi modelări analitice pentru cazul călirii cu fascicul laser deoarece condiţiile concrete de material, compoziţia respectivului aliaj, răspunsul lui la temperatură, fazele posibile implicate de compoziţie necesită aprecieri ce pot fi făcute numai cu ajutorul metodelor numerice. De asemenea, vom vorbi de durificare, eventual de durificarea maximă, pe care o putem obţine. Trebuie însă să realizăm că o durificare mare poate să însemne un aliaj extrem de friabil şi deci soluţia optimă să se afle, în funcţie de aplicaţia concretă, la un anumit nivel de călire. Înţelegerea şi justificarea teoretică a schimbărilor de fază fie numai şi în cazul compuşilor cu fierul (aliajele uzuale ce conţin C, Mo, Cr, W, Ni etc.) reprezintă un domeniu vast, extrem de specializat pe care cititorul trebuie să-l cunoască din manuale special dedicate acestui subiect.

În cele ce urmează vom prezenta unele rezultate experimentale referitoare la tratamentul termic cu laser CO_2.

Cea mai simplă metodă de tratament termic superficial cu laser constă în deplasarea piesei care urmează să fie călită, prin cîmpul de radiaţie laser, focalizat la dimensiuni de 1—4 mm. Astfel se obţin benzi călite cu o lăţime aproximativ egală cu diametrul spotului laser, respectiv (1—4) mm.

O primă metodă de obţinere a suprafeţelor călite cu dimensiuni mai mari decît diametrul spotului laser constă în suprapunerea parţială a benzilor călite. În regiunea de suprapunere a benzilor este de aşteptat să se producă un proces de decălire ceea ce, uneori, poate fi prohibitiv.

O altă metodă de călire a suprafeţelor de dimensiuni mari constă în oscilarea fasciculului laser într-un plan perpendicular pe direcţia de deplasare a piesei. Montajul folosit în această situaţie este reprezentat schematic în figura 12.

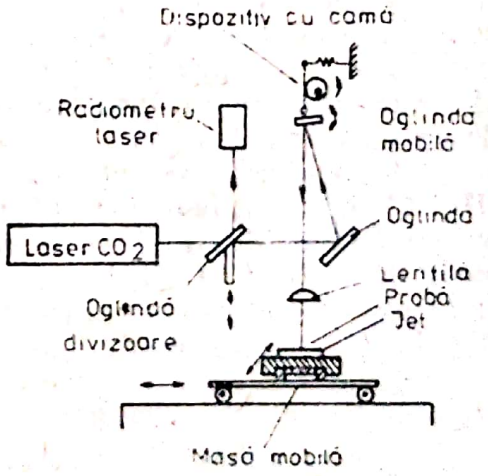


Fig. 6.12. Schema de principiu a instalaţiei de tratament termic cu laser.

Radiaţia laser este deviată de oglinda mobilă pe oglinda sferică, care realizează un spot de 5 mm. Cu ajutorul lentilei, diametrul spotului poate fi redus în continuare pînă la aproximativ 0,8 mm. Prin intermediul unei roţi excentrice, care se roteşte cu turaţie controlată pînă la 2 000 rot/min, se realizează oscilarea oglinzii şi deci a fasciculului laser.

Proba este fixată pe masa mobilă, care poate executa mişcări de translaţie cu viteze cuprinse în domeniul (0,2—3) cm/s în direcţiile x şi y.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru o bună absorbție a radiației laser, probele au fost acoperite cu negru de fum. Asupra probelor a fost dirijat un jet slab de aer, în scopul îndepărtării produselor de ardere rezultate din stratul de negru de fum.

S-a utilizat un laser CO_2 în regim continuu cu transport de gaz capabil să genereze o putere de 700 W într-un spot circular cu diametrul de 3 mm și distribuție uniformă a intensității radiației. Puterea laser a fost măsurată cu un radiometru laser prin intermediul oglinzii divizoare, care are rolul de obturator.

Structurile obținute în urma iradierii cu laser au fost analizate la microscopul metalografic Reichert, iar durităților au fost măsurate cu microdurimetrul Reichert, folosindu-se o sarcină de 100 g.

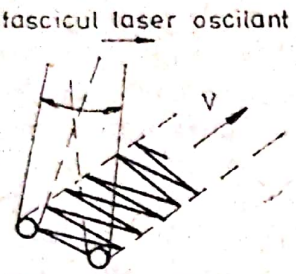


Fig. 6.13. Ilustrarea principiului de tratament termic cu fascicul oscilant.

În figura 13 este ilustrat principiul de tratament termic cu facicul laser oscilant. Lățimea benzii călite este dată de amplitudinea oscilației. Frecvența oscilației este în funcție de viteza de deplasare și diametrul spotului.

S-a studiat o secțiune printr-un strat durificat cu fascicul laser oscilant, la oțelul 31 MoCrNi 1.5. Parametrii de tratament termic au fost următorii : lățimea benzii călite fără oscilarea fasciculului laser, $\simeq 2$ mm ; viteza de deplasare a probei, 1 cm/s ; frecvența de oscilație 30 Hz ; puterea laser, 500 W ; grosimea maximă a stratului călit 0,2 mm ; grosimea minimă a stratului călit 0,2 mm ; lățimea benzii, $\simeq 5$ mm. Micșorarea adîncimii de călire în centrul benzii este rezultatul vitezei neuniforme de oscilație a spotului, timpul de staționare fiind mare în punctele de întoarcere și mic în centru. Aceasta se datorește sistemului de oscilare folosit, un simplu excentric, și se poate corecta prin folosirea unei came sau altui dispozitiv, care să asigure o oscilație cu viteză constantă a spotului laser.

Obținerea unor benzi călite de lățime foarte mare este limitată de considerente de ordin practic, deoarece sînt necesari laseri de foarte mare putere. Se estimează că între puterea laser și lățimea benzii călite trebuie să se stabilească un raport optim de 1 kW/cm pentru o viteză de călire de aproximativ 1 cm/s.

S-a analizat acest aspect pentru două mărci de oțel : 34 MoCrNi 15 și OLC 45. Lățimea benzilor călite a fost de 2,5 mm și s-au obținut pentru o putere de 400 W și o viteză de deplasare a probei de 1,5 cm/s. Atît pentru oțelul 34 MoCrNi 15, cît și pentru oțelul OLC 45, stratul călit are o structură martensitică extrem de fină cu duritate constantă pe toată adîncimea (fig. 14) (—∘—), respectiv figura 15, curba (—∘—)).

Structura miezului probelor iradiate a fost bainito-sorbitică pentru oțelul 34MoCrNi 15 și respectiv sorbitică pentru oțelul OLC 45.

Pentru ambele mărci de oțel s-au realizat :

— suprapunerea totală a benzilor călite ;

— suprapunerea parțială a benzilor călite.

Structura și variația microdurității în stratul călit, în cazul suprapunerii totale a benzilor, sînt prezentate în figura 14, curba (—*—). Microduritatea și grosimea stratului călit rămîn practic neschimbate, dar se modifică modul de variație a microdurității în zona de tranziție de la strat la miez. Structura porțiunii tratate indică o zonă de influență termică la baza stratului.

Scanned with OKEN Scanner

S-a observat aspectul general al unui strat obținut prin suprapunerea parțială a două benzi și a rezultat că adîncimea de călire pentru a doua bandă s-a micșorat. De asemenea se produce o distorsionare a formei caracteristice a benzii călite cu fascicul laser circular. Aceste efecte se datoresc modificărilor structurale provocate în timpul celei de a doua iradieri. Totodată adîncimea de călire este influențată și de alterarea stratului absorbant în zona de suprapunere, ca urmare a primei iradieri.

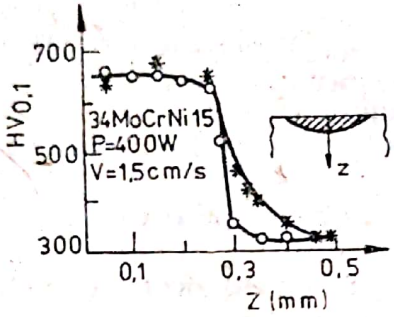


Fig. 6.14. Variația microdurității în banda călită OLC 34MoCrNi15. — ∘ —, bandă călită la o singură trecere; —∗—, bandă călită la două treceri, prin suprapunere totală.

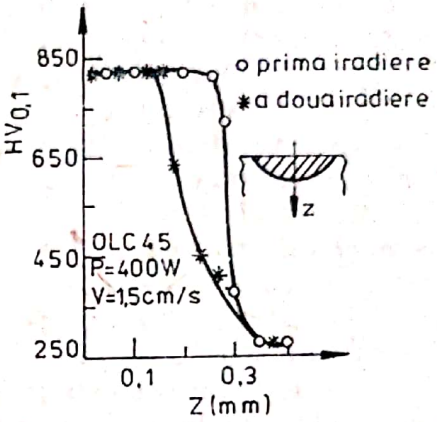


Fig. 6.15. Variația microdurității în banda călită Oțel OLC 45 — ∘ —, bandă călită la o singură trecere; — ∗ —, bandă călită la două treceri, prin suprapunere totală.

Microduritatea în vecinătatea suprafeței rămîne neschimbată pe întrega lățime a celei de-a doua benzi (fig. 16). La marginea celei de-a doua benzi, în cadrul primei benzi, se produce o scădere bruscă a durității la valoarea de 425 $HV_{0.1}$.

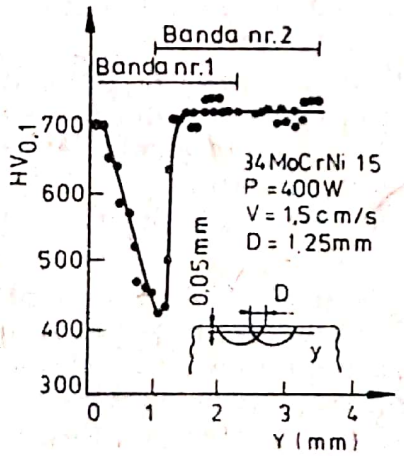


Fig. 6.16. Variația microdurității în vecinătatea suprafeței probei pentru cazul unei suprapuneri de 1,25 mm a benzilor călite Oțel 34 Mo Cr Ni 15.

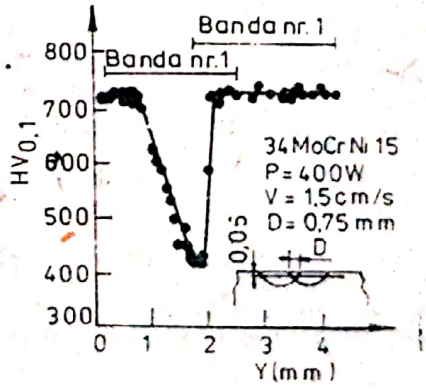


Fig. 6.17. Variația microdurității în vecinătatea suprafeței probei, pentru cazul unei suprapuneri de 0,75 mm a benzilor călite, Oțel 34 MoCr Ni 15.

De la această valoare, microduritatea crește constant, pe o distanță de 1,2 mm, la valoarea inițială de 725 $HV_{0.1}$. Aceeași valoare pentru lățimea zonei de influență termică se obține și pentru un grad de suprapunere mai mic 0,75 mm (fig. 17).

Scanned with OKEN Scanner

În variația microdurității în zona de suprapunere, măsurată la 0,4 mm de la marginea celei de a doua benzi se remarcă trei regiuni :

— banda superioară, obținută la a doua iradiere, cu o duritate constantă de 740 $HV_{0.1}$;

— banda inferioară, obținută la prima iradiere, care a suferit un proces de revenire pe toată adîncimea sa, proces mai puternic în zona de joncțiune ;

— miezul cu o duritate de 320 $HV_{0.1}$.

Structura stratului în zona de suprapunere confirmă acest comportament. Se disting de asemenea trei zone structurale :

— structura martensitică extrem de fină a benzii superioare, obținută la a doua iradiere ;

— structura zonei de influență termică, ca urmare a revenirii martensitei benzii inferioare, obținută la prima iradiere ;

— structura bainito-sorbitică a miezului.

Aceleași măsurători au fost efectuate și pentru oțelul OLC 45. S-au evidențiat următoarele aspecte :

— în cazul suprapunerii totale a benzilor se produce o reducere a grosimii stratului călit ;

— în cazul suprapunerii parțiale, distorsiunea formei caracteristice a benzii călite la a doua iradiere este mai pronunțată ;

— microduritatea măsurată în vecinătatea suprafeței scoate în evidență, în cazul suprapunerii parțiale a benzilor, o zonă de influență termică de 1,2 mm ;

— referitor la variația microdurității în secțiunea stratului călit, pentru porțiunea de suprapunere, se remarcă reducerea grosimii benzii călite la a doua iradiere (fig. 18).

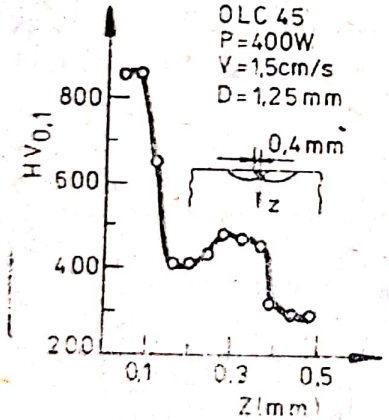


Fig. 6.18. Variația microdurității stratului călit în zona de suprapunere totală a benzilor călite. Oțel OLC 45.

Se menționează că nu s-a făcut un studiu statistic pentru fiecare marcă de oțel în parte.

Urmează să dăm și unele considerații referitoare la apariția zonelor de influență termică în vecinătatea benzii călite.

Pentru explicarea zonelor de influență termică, s-au luat în considerarare doi factori :

— modul de încălzire cu fascicul laser circular a suprafeței aflate în mișcare ;

— distribuția temperaturii în secțiunea materialului.

Din figura 19 se observă că, la deplasarea materialului prin cîmpul de radiație, timpul de iradiere a porțiunilor laterale este mult mai mic decît al celor centrale. Prin urmare, energia absorbită (fig. 19, b) și temperatura suprafeței (fig. 19, c) vor fi mai mici pentru porțiunile laterale, comparativ cu cele centrale. Din această cauză lărgimea benzii călite crește odată cu densitatea puterii laser ((fig. 19. c). Porțiunile alăturate benzii călite vor avea temperaturi cuprinse între temperatura de transformare T_{tr} și temperatura miezului. Din această cauză zonele martensitice învecinate benzii călite cu laser vor suferi procese de revenire în diverse grade.

Pe baza acestei descrieri fenomenologice, rezultă că ar fi posibilă reducerea zonelor de influență termică prin folosirea unui spot dreptunghiular (fig. 19, d) sau a unui spot circular oscilant cu extremitățile obturate (fig. 19, e).

Scanned with OKEN Scanner

Creşterea lăţimii benzii călite odată cu creşterea puterii laser, pentru acelaşi spot circular, este ilustrată în figura 20.

În secţiune, temperatura materialului poate varia între temperatura de topire T_{top} şi temperatura miezului. Prin urmare, zonele martensitice învecinate cu banda călită vor suferi reveniri în diverse grade, corespunzătoare distribuţiei temperaturii.

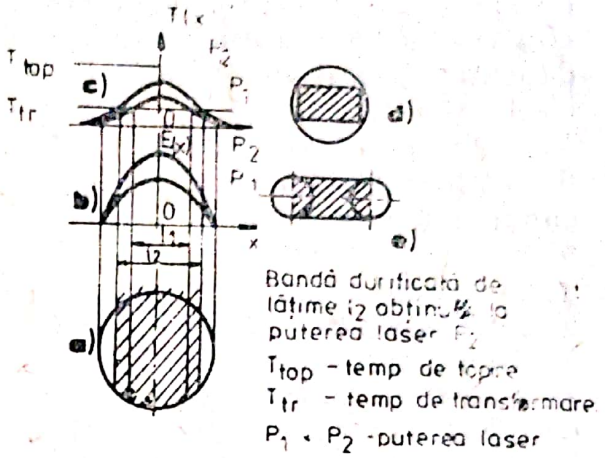


Fig. 6.19. Diagrame pentru explicarea zonelor de influenţă termică şi modul de reducere a acestora

a) spot laser circular care iradiază proba de material în mişcare cu viteza v; b) distribuţia energiei absorbite de probă după trecerea fasciculului laser; c) distribuţia temperaturii la suprafaţa probei după terminarea iradierii; d) corectarea formei spotului laser în scopul reducerii zonei de influenţă termică; e) reducerea zonei de influenţă termică în cazul fasciculului laser oscilant prin obturarea imaginilor figurii de baleiaj.

Ambele procedee de călire, cu fascicul laser oscilant şi cu suprapunerea parţială a benzilor, au fost folosite la călirea roţilor dinţate.

Călirea roţii prin uşoara suprapunere a benzilor s-a realizat în modul descris mai sus. O astfel de bandă s-a obţinut în 25 s, pe întreaga circumferinţă a roţii, la o putere laser de 650 W. Dimensiunile roţii dinţate au fost: diametrul 150 mm, înălţimea dintelui 20 mm, lungimea 100 mm.

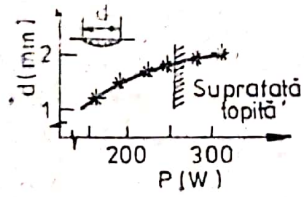


Fig. 6.20. Lăţimea benzii durificate în funcţie de puterea laser. Oţel 34 Mo Cr Ni 15; $v = 0{,}5$ cm/s.

Mărirea lăţimii benzii călite, precum şi micşorarea timpului de realizare a acesteia sînt posibile prin mărirea puterii laser. În cazul unei producţii de serie mare, procesul poate fi automatizat.

Tratamentul termic superficial cu radiaţie laser al suprafeţelor de mari dimensiuni poate fi obţinut prin fascicul laser oscilant sau prin suprapunerea parţială a benzilor călite succesiv. Lăţimea benzilor obţinute este limitată de valoarea puterii laser folosite.

La suprapunerea parţială, microduritatea celei de a doua benzi este constantă pe toată lăţimea sa. În zona de suprapunere, sub baza benzii călite se produce revenirea martensitei benzii precedente.

Din aceeaşi cauză, în cazul suprapunerii totale a benzilor se obţine o zonă de tranziţie de la strat la miez.

Reducerea zonei de influenţă termică la suprapunerile parţiale se poate obţine prin folosirea unui spot dreptunghiular.

Tratamentul termic cu laser al semiconductorilor implantanţi. Implantarea cu ioni este un procedeu de dopare a semiconductorilor, care permite producerea unei joncţiuni p-n la adîncimea dorită, prin alegerea convenabilă a energiei de accelerare şi a dozei ionilor de impurităţi. Procesul este uşor controlabil şi reproductibil. Metoda prezintă însă marele dezavantaj al distrugerii produsă de ioni asupra reţelei care duce la degradarea proprietăţilor electrice ale stratului implantat. În funcţie de masa ionilor şi de

Scanned with OKEN Scanner

doza de iradiere, gradul de distrugere poate fi ridicat, producîndu-se amorfizarea unui strat de cîteva zecimi de μm de la suprafaţa semiconductorului. De asemenea, dopantul implantat nu este electric activ deoarece nu ocupă poziţii substituţionale în reţea. De aceea este necesar un tratament termic pentru restaurarea reţelei şi activarea dopantului. În prezent aceasta constă în încălzirea probei în atmosfera controlată la cîteva sute de grade, timp de 30 de minute sau mai mult. Are loc o creştere epitaxială în faza solidă a stratului distrus pe substratul cristalin. Încălzirea întregii probe are efecte dăunătoare cum ar fi precipitarea dopantului, degradarea proprietăţilor electrice şi altele.

În ultimii ani s-a impus un nou procedeu de tratament termic bazat pe iradierea laser a suprafeţei implantate. Dintre avantajele acestei metode enumerăm : tratamentul localizat pe domenii reduse ale probei, timpul foarte scurt de iradiere ceea ce face ca difuzia dopantului să fie neglijabilă, atingerea unor temperaturi foarte înalte în stratul implantat, răcirea rapidă a acestuia şi altele. Laserii folosiţi sînt de diferite lungimi de undă (Nd : YAG, argon, rubin, CO_2) funcţionînd în regim de pulsuri sau în continuu. Fiecare este utilizabil pentru anumite aplicaţii. Astfel iradierea cu laseri cu argon în continuu duce la apariţia unor cristalite de mari dimensiuni, în timp ce laserii cu puls scurt şi putere mare sînt mai eficienţi, fiind recomandabili pentru folosirea la scară industrială. Proba poate fi deplasată în faza fasciculului sau acesta poate fi baleiat pe suprafaţa implantată, viteza de iradiere fiind în acest caz mai mare.

Efectele iradierii laser a semiconductorilor implantaţi (siliciu, germaniu) se fac simţite asupra defectelor reţelei cristaline, caracteristicile electrice ale probei şi distribuţiei în adîncime a dopantului. În cazul iradierii cu pulsuri foarte scurte (ns) de mare putere (Nd :YAG, $\lambda = 1{,}06$ μm sau rubin, $\lambda = 0{,}694$ μm) studiile făcute prin microscopie electronică şi împrăştiere Rutherford nu indică prezenţa defectelor extinse de tip dislocaţii, bucle de dislocaţii şi defecte de împachetare pentru o rezoluţie de pînă la 10 Å. Probe similare tratate termic prin procedeul clasic prezintă masive distrugeri sub forma buclelor de dislocaţii.

Rezultate similare au fost obţinute şi prin studii de fotoluminescenţă, foarte sensibile la eventualele defecte din cristal. Semnalul de fotoluminescenţă arată refacerea completă a reţelei cristalului de siliciu implantat, după iradierea laser şi doar refacerea parţială a cristalului tratat clasic.

Măsurători efectuate asupra unor probe de siliciu implantate cu bor şi iradiate cu un laser cu rubin, indică o bună activitate electrică, cu o degradare minoră a lungimii de difuzie a purtătorilor minoritari în materialul din substrat. Pentru probe similare un tratament termic clasic la 1100°C duce la micşorarea acestei lungimi de difuzie de cel puţin cinci ori.

Tratamentul termic cu laseri funcţionînd în regim continuu (CO_2, argon) duce de asemenea la recristalizarea stratului amorf de la suprafaţa semiconductorului, la eliminarea defectelor şi activarea electrică a impurităţilor. În acest caz nu se observă însă redistribuirea dopantului în probele iradiate laser comparativ cu situaţia din probe similare tratate termic la 1000°C.

Caracteristici electrice superioare pot fi obţinute prin iradierea suprafeţei opuse celei dopate. În acest caz se elimină şi dezavantajele iradierii suprafeţelor acoperite cu oxizi, care datorită absorbţiei neuniforme duce la degradarea proprietăţilor electrice ale semiconductorului.

Scanned with OKEN Scanner

Mulți autori consideră că iradierea laser cu pulsuri foarte scurte de putere mare, duce la topirea suprafeței semiconductorului implantat. Tratamentul laser este o problemă de generare termică prin absorbție și răcire atît prin conducție termică în substrat cît și prin pierderi de la suprafață. Suprafața atinge foarte repede punctul de topire ; grosimea stratului topit și durata fazei lichide depind de puterea laserului, timpul de iradiere și coeficientul de absorbție a probei. Recristalizarea apare deci din faza lichidă, dopantul fiind încorporat în rețea în concentrații mult superioare solubilității solidului. Măsurători de reflectivitate a suprafeței probei, în timpul iradierii laser, confirmă acest mecanism teoretic ; Reflectivitatea inițială R_a a stratului amorf crește cu creșterea temperaturii, atingînd o valoare R'_a la care apare topirea, urmată de o creștere abruptă a reflectivității datorită naturii metalice a siliciului lichid. Reflectivitatea atinge apoi o valoare ridicată R_1 și rămîne constantă pe măsură ce interfața lichid-solid înaintează în adîncimea probei. După încetarea iradierii laser, interfața se mișcă spre suprafață, reflectivitatea scăzînd la valoarea R'_c corespunzătoare unui solid fierbinte. Suprafața rămîne topită un timp τ, timpul τ_f fiind timpul necesar recristalizării stratului. După răcire, reflectivitatea scade la valoarea R_c a fazei cristaline la temperatura camerei.

Alt fapt experimental ce confirmă modelul termic al iradierii laser este existența unei densități de energie de prag la care apare cristalizarea și dependența acestei energii de durata pulsului laser. Pentru realizarea tranziției amorf-cristal, stratul de topitură trebuie să atingă materialul de bază cristalin. Deci creșterea grosimii stratului amorf necesită creșterea densității de energie incidentă sau creșterea duratei pulsului laser pentru ca întregul strat să se topească. Un timp de iradiere mare face ca densitatea de energie necesară transformării amorf-cristal să fie mai mică, deci energia de prag scade. Dacă durata fazei topite nu permite atingerea substratului cristalin, stratul inițial amorf se transformă într-un policristal. Modificarea puternică a distribuției dopantului în semiconductor după iradiere este de asemenea o dovadă a mecanismului termic ce intervine în tratarea laser, dacă se au în vedere valorile ridicate pe care le ating coeficienții de difuzie în faza topită.

Alți autori consideră că tratamentul laser nu este un proces termic, absorbția radiației ducînd la formarea unei plasme foarte dense la suprafața semiconductorului. Din considerente asupra structurii benzii interzise a siliciului s-a determinat o densitate critică $n_c = 8 \times 10^{21}$ cm^{-3}. Dacă numărul electronilor excitați din banda de valență (BV) în banda de conducție (BC) este mai mare decît această densitate, are loc o tranziție de ordinul II, cristalul devenind fluid. Această stare este diferită de faza topită ce apare în urma unei tranziții de ordinul I. Datorită expansiunii plasmei și transferării energiei de la sistemul electronic la rețea, plasma devine mai puțin densă, iar materialul recristalizează trecînd prin tranziția de ordinul II la aceeași densitate n_c. Dacă acest proces nu are loc prea rapid se poate obține un monocristal. Măsurători Raman de temperatură a rețelei la 10 ns după iradierea laser indică o creștere a temperaturii suprafeței de numai 300°C deși reflectivitatea suferă un salt. Aceasta ar indica prezența unei plasme dense și nicidecum existența fazei topite. Pe baza aceluiași model se poate explica și durata foarte scurtă a tratamentului laser (~ns) comparativ cu durata celui clasic (~min). Excitarea electronilor din BV pe nivelul fundamental al BC creează cîmpuri electrice în exces care micșorează considerabil bariera de potențial pentru schimbarea poziției dopan-

tului și defectelor din rețea. Atomii sînt capabili să „sară" pe distanțe scurte în interiorul uneia sau mai multor celule vecine, reducînd astfel durata tratamentului termic.

Stabilirea mecanismului corect dintre cele două prezentate nu se poate face decît pe cale experimentală dar rezultatele nu sînt concludente.

Iradierea suprafeței implantate cu o succesiune de pulsuri (~ms) furnizate de un laser cu rubin funcționînd în regim relaxat, duce de asemenea la recristalizarea stratului amorf. Se mai poate considera că transformarea amorf-cristalină are loc datorită tensiunilor termoelastice ce apar la iradierea laser. Calculele indică procesul de creștere epitaxială din fază lichidă ca fiind mult mai probabilă.

În cazul iradierii cu un laser în continuu, fasciculul baleiat pe suprafața probei cu o viteză corespunzătoare, permite creșterea temperaturii pînă aproape de punctul de topire. Recristalizarea are loc prin creștere epitaxială din fază solidă, ordinea în stratul distrus stabilindu-se într-un timp de ordinul milisecundelor. Difuzivitatea mică în stare solidă face ca dopantul să nu se poată redistribui în probă, rămînînd în densitate mare în cristal. Procesul este analog tratamentului clasic dar la altă scală temporară. Preîncălzirea probei la temperaturi între 200—400°C, permite reducerea tensiunilor laterale și folosirea unui laser de putere mică.

Tratamentul termic laser se aplică în primul rînd în cazul în care o încălzire prelungită a probei nu este dorită. De asemenea pot fi tratate local regiuni restrînse din semiconductor și microcircuite. Aceste utilizări ale tratamentului laser ridică o serie de probleme tehnologice. Suprafața poate fi alterată de o durată mare a fazei topite, iar topirea dincolo de zona implantată duce la o difuzie laterală. Restrîngerea regiunii topite se realizează cu ajutorul unor măști adică a unor depuneri de metale (de exemplu aluminiu) pe suprafața probei. Pînă în prezent piesele semiconductoare ce includ material tratat laser au caracteristici inferioare celor tratate clasic datorită defectelor punctiforme prezente în materialul iradiat. Aceste defecte se pot elimina printr-un tratament clasic la 700°C, iar activitatea lor electrică se poate neutraliza prin reacție cu hidrogenul atomic la 200°C [4]. O altă cale posibilă pentru eliminarea defectelor și relaxarea concentrației metastabile a dopantului, constă în iradierea cu un laser cu bioxid de carbon în regim continuu a probei tratată inițial cu un laser Nd :YAG. Datorită coeficientului mic de absorbție la lungimea de undă de 10,6 μm, temperatura probei este aproximativ uniformă și atinge 700°C în 2s la o putere incidentă de 40 W.

Dificultățile tehnologice fac ca încorporarea acestui nou procedeu de tratament termic în liniile de fabricație să fie încă reduse. Fără îndoială însă că odată depășite dificultățile existente, tratamentul cu laser va avea o largă răspîndire în industria electronică.

Topirea zonală. Vom folosi termenul de „material refractar" pentru acele materiale care au o temperatură de topire T mai ridicată decît temperatura de topire a fierului ($T_{1,Fe} = 1539°C$). Topirea zonală reprezintă o tehnică ce se aplică materialelor refractare în scopul purificării lor chimice, sau în scopul ca dintr-un material policristali n să se obțină un singur cristal de dimensiuni mari sau pentru aceste ambe scopuri simultan. Principala dificultate este legată de obținerea unor temperaturi atît de înalte. Metodele convenționale utilizează în acest scop diferite soluții dintre care amintim :

Scanned with OKEN Scanner

1. Metode legate de focalizarea unei surse de energie radiantă puternică cum ar fi focalizarea radiației unui arc între electrozi de carbon (~4600 K), a radiației solare (~ 6000 K) sau pur și simplu a unei rezistențe electrice (~ 2800 K).

2. Utilizarea generatoarelor de plasmă (~ 7000 K) a căror utilizare însă este deosebit de dificilă.

3. Bombardamentul cu fasciculde electroni care însă se aplică numai la corpuri conductoare (metale) aflate în vid.

4. Tot numai pentru metale se pot aplica și tehnici de inducție de radiofrecvență.

Am indicat acolo unde a fost cazul și temperatura de corp negru a sursei de radiație observînd că temperatura țintei nu poate depăși temperatura de culoare a izvorului de radiație. Din această cauză un fascicul laser poate fi foarte indicat, temperatura echivalentă de corp negru a unui laser putînd să ajungă la peste 10^4 K în cazul unor focalizări normale și pe arii relativ întinse (cm^2).

Deci primul avantaj al radiației laser este domeniul mare de temperaturi care pot fi atinse în vid sau în orice atmosferă, spre deosebire de încălzirile cu fascicul de electroni care necesită un vid relativ înaintat.

În plus, fasciculul laser (cel mai indicat este laserul cu CO_2 în regim continuu) poate fi focalizat, ajustat, controlat cu mare precizie. În fine, în comparație cu sursele obișnuite, randamentul energetic este mult superior.

Metoda topirii zonale cu ajutorul laserului, deși nu a intrat încă în practica curentă, a dat rezultate remarcabile în creșterea și purificarea chimică a cristalelor de safir.

Reacții chimice. Cîmpul electric al radiației laser ajunge cu ușurință la valori de peste 10^9 V/cm care reprezintă ordinul de mărime al cîmpului care ține electronii de valență legați de nucleu. Din acest motiv, ca și din faptul că suprafețele materialelor pot ajunge la temperaturi extrem de înalte sub iradierea cu laserul, posibilitatea unor noi modalități de a obține reacții chimice devine evidentă. Am amintit de altfel tăierile unor materiale în atmosferă de oxigen care mărea substanțial (prin reacția exotermă de oxidare) viteza de debitare. De asemenea, am amintit oxidarea tantalului prin încălzire, tehnică folosită la trimerizarea rezistorilor.

Să amintim și niturile unor metale de exemplu zirconiu, aflate în atmosferă de azot prin iradierea suprafețelor cu radiația la 10,6 μm. Aceasta deschide o perspectivă deosebit de interesantă deoarece suprafețele nitrurate prezintă o duritate mult sporită.

În fascicule láser intense pot avea loc și reacții de fotoliză, aici însă intervine densitatea de fotoni și nu un efect termic propriu-zis.

În măsura însă în care se poate stabili o corelație între temperatura unei suprafețe și efectul chimic, metodele de calcul elaborate rămîn valabile, cel puțin în măsura în care reacțiile chimice nu duc la un efect termic comparabil cu cel al radiației laser focalizată.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul VII

Metode numerice în aprecierea efectelor termice la iradierea cu laserul

Capitolul IV și V ne-a oferit o sumă de situații, rezumate în Tabelul 5.8 care sînt frecvent întîlnite în practică și care ne permit să apreciem încălzirea unui corp iradiat pe o anumită arie cu intensitatea φ. Problema care se pune este atunci : care sînt situațiile pentru care merită să aplicăm metodele numerice. În esență sînt patru situații în care este indicat (dacă nu cumva chiar absolut necesar) să aplicăm un calcul numeric sau mai exact zis să rezolvăm numeric ecuația căldurii.

1. În primul rînd sînt soluții analitice a căror utilizare necesită ele însele metode numerice cum ar fi de exemplu aprecierea distribuției radiale de căldură după relația (4.45) sau chiar a integralei cerute de teorema lui Duhamel necesară atunci cînd lucrăm cu pulsuri de evoluție temporală dată (relația (4.80)).

Pentru o mai bună precizare să dăm un exemplu concret, și nu unul dintre cele mai dificile, deoarece vom considera fluxul φ staționar și constant pe un cerc de raza a și ne propunem să aflăm temperatura într-un singur punct r, z al unui semispațiu. Relația de calcul, dată în 4.5.3, este

$$T(r, z, t) = \frac{q}{2\pi a^2 k} \int_0^\infty J_0(\xi r) J_1(\xi a) \{e^{-\xi z} \operatorname{erfc}(z/z_m - \xi z_m/2) + e^{\xi z} \operatorname{erfc}(z/z_m + \xi z_m/2)\} \frac{d\xi}{\xi}. \quad (1)$$

Evaluarea integralei se complică, funcțiile Bessel fiind oscilante. Este greu să știm pînă unde trebuie extinsă integrala și, în plus, sumarea unor valori alternante duce la pierderi semnificative de precizie. Să scriem integrandul sub forma

$$f(\xi) = f_1(\xi) f_2(\xi)$$

unde

$$f_1(\xi) = \frac{1}{\xi} \left\{ e^{-\xi z} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{z_m} - \xi z_m/2\right) - e^{\xi z} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{z_m} + \xi z_m/2\right) \right\} \quad (2)$$

și

$$f_2(\xi) = J_0(\xi r) J_1(\xi a)$$

Se poate constata că $f_2(\xi)$ pentru $r = a = 1$ (deci pe circumferința spotului) schimbă semnul de 10 ori în domeniul $0 \leqslant \xi \leqslant 15$ în care atenuarea este de abia un ordin de mărime. De asemenea, pentru $z_m = 0{,}2$ și $z = 0{,}1$ atenuarea în intervalul [0. . . 15], datorită lui $f_1(\varepsilon)$, nu atinge un ordin

de mărime. Caracterul oscilant al integrandului, ca și amortizarea lentă, fac ca numărul de puncte necesar evaluării integralei (1), chiar mărginindu-ne la două cifre semnificative, să fie de ordinul mai multor zeci. Să apreciem, orientativ, într-un caz mai curînd favorabil, la 50 numărul de puncte în care se calculează integrandul. În esență acest număr se datorește faptului că intervalul finit care aproximează integrala pe domeniul $[0, \infty]$ trebuie să fie suficient de întins pentru ca integrandul să devină nesemnificativ și cu puncte suficient de dese datorită oscilațiilor integradului Aceasta înseamnă însă că sînt necesare evaluarea a 100 de funcții Bessel, a 100 de funcții erfc a 50 de exponențiale, în afara a peste 1000 operații elementare (acest număr depinde și de algoritmul de integrare ales.) Și toate acestea pentru un singur punct la un singur moment. Observăm că, în practică, programul trebuie să testeze automat precizia implicată de mărimea intervalului și a distanței dintre puncte pentru fiecare r și z folosit. Aceasta cel puțin dublează numărul de operații. În cazul normal cînd vrem să aflăm evoluția în timp a distribuției de căldură (deci într-o rețea de puncte), calculul temperaturii după relația (1) devine prohibitiv sub raportul volumului de calcule, altfel zis al timpului de calcul, chiar pe calculatoare mari. În acest caz aplicarea metodei de integrare numerică a ecuației căldurii este de 100. . . 10000 ori mai rapidă, ea realizîndu-se, după cum vom vedea, prin calculul temperaturii în momente succesive, cît și într-o rețea de puncte, deci dependența de timp și spațiu este dată obligator.

2. În al doilea rînd, fără un efort de calcul sau de programare suplimentar, cu ajutorul metodelor numerice se pot calcula situații care nu au soluții analitice, de exemplu corpuri de dimensiuni finite (cilindrii, plăci, paralelipipede) iradiate pe regiuni arbitrare. De exemplu, în simularea unui tratament termic se poate pune problema : care este temperatura pe care o ia o muche dacă ne apropiem cu spotul de această muche. De fapt formularea care interesează este : unde trebuie să plasăm spotul astfel ca muchea să nu fie supraîncălzită. În plus, se poate ține seama simplu de diferitele condiții pe frontieră pe întreaga suprafață a corpului (contact termic, pierdere prin convecție forțată, radiație etc).

3. În al treilea rînd trebuie construite neapărat soluții numerice pentru cazurile neliniare cînd $k = k(T)$ sau, mai general, $k = k(T ; x,y,z,t)$.

4. În fine, tot la rezolvări numerice trebuie să apelăm și în situațiile cînd avem transformări de fază. În cazul general, dacă nu facem aproximațiile din Capitolul V, care nu sînt întotdeauna justificate, sîntem nevoiți să apelăm la astfel de metode. Sînt cazuri cînd este necesar să rezolvăm simultan două ecuații ale căldurii (pentru faza solidă și cea lichidă) cu două frontiere variabile (cea între solid-lichid și lichid-vapori). Schimbările de fază, în cazul aliajelor, trebuie tratate tot în acest fel. Lucrurile devin mai simple deoarece căldurile latente sînt neglijabile, dar se complică prin faptul că spotul se deplasează în timp. Estimarea corectă a gradientului de temperatură în timp $\partial T(x,y,z)/\partial t$ pentru diferitele puncte ale corpului este esențială și nu poate fi realizată cu formulele aproximative.

În cele ce urmează ne propunem să trecem în revistă metodele cele mai indicate de rezolvare a ecuației căldurii, pentru detalii trimițînd la bibliografia anexată. Trebuie să precizăm însă de la început care sînt principalele limitări ale metodelor numerice. În esență, rezolvarea numerică a unei ecuații cu derivate parțiale, cu condițiile inițiale și la limită date constă în rezolvarea unui sistem de ecuații liniare cu atîtea necunoscute cîte

Scanned with OKEN Scanner

puncte are rețeaua în care se face discretizarea. Să presupunem că pentru o bază sînt suficiente 50 de puncte. Să presupunem, de asemenea, că la un moment dat t_1, adîncimea z_m va cuprinde 10 puncte. Aceasta înseamnă că la momentul $25t_1$, z_m va cuprinde întreaga bară de 50 de puncte. Pentru $t_1 > 50t_1$, bara va fi termic „transparentă" iar pentru $t < t_1/10$, bara va fi încălzită doar la extremitatea care primește fluxul ($z_m \sim 3$ puncte), deci fenomenul termic cuprinde 500 de pași de timp de 50 de puncte. Cinci sute de pași de timp este un interval destul de lung pentru a putea simula fie staționaritatea ajunsă ca flux continuu, (evident, dacă sînt presupuse pierderi), fie descrierea încălzirii cu un puls sau chiar cu succesiuni de pulsuri, iar o rețea de 50 de puncte poate da o imagine destul de clară pentru $t > t_1/10$ (deoarece sub această valoare întregul proces de încălzire se petrece numai pe primele 3 puncte). Deci este plauzibil ca o problemă monodimensională) să necesite rezolvarea de 500 de ori a unui sistem de 50 de ecuații. Rezolvarea bidimensională cere însă $50 \times 50 = 2500$ puncte, iar la cea tridimensională se ajunge lesne la 125 000 puncte ceea ce este prohibitiv și din punctul de vedere al memoriei și, mai ales, al timpului de calcul. Este adevărat că, de la un moment de timp la celălalt variațiile termice sînt mici, ceea ce face ca algoritmul de calcul să fie simplificat (sistemul de ecuații se rezolvă iterativ), dar numărul de puncte rămîne mare. De aceea, trebuie să știm să găsim situații în care aproximația bidimensională este suficientă și, mai mult, să găsim toate axele de simetrie care fac ca problema să fie rezolvată pentru un cît mai mic număr de puncte.

Al doilea factor care complică metodele de rezolvare numerică este o formă neregulată a corpului și care nu pot fi aduse la o formă simplă alegînd un alt sistem de coordonate (de exemplu cilindric). Un astfel de exemplu este un paralelipiped iradiat cu un spot circular. În general scrierea corectă a condițiilor la limită în astfel de probleme reprezintă o mare muncă de programare suplimentară, atîta vreme cît corpul nu poate fi descris suficient de corect într-o rețea obișnuită de puncte. Aceasta nu duce, în general, la o lungire a timpului de calcul, ci mai curînd la dificultăți de programare.

7.1. Discretizarea ecuației liniare

Vom începe cu cazul cel mai simplu al ecuației căldurii liniare monodimensionale, respectiv propagarea căldurii printr-o bară de lungime L:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \tag{2}$$

cu condiția inițială $T(x, 0) = f(x)$ și condiția la limită $\dfrac{\partial T(0, t)}{\partial x} = h\varphi(t)$

Pentru cele ce urmează ne va fi mai comod să lucrăm în variabilele adimensionale în care noile variabile (pentru care vom menține aceeași notație!) provin din vechile variabile după relațiile

$$\frac{x}{L} \to x; \quad \frac{tk}{L^2} \to t; \quad \frac{T}{T_0} \to T; \quad T(x, 0) = T_0(x) \text{ și}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(\text{noile variabile}) = \frac{T_0}{L} h(t) = F(t), \tag{3}$$

unde T_0 este temperatura într-un punct oarecare al conductorului în momentul inițial; de altminteri, în general, T_0 = constant la $t = 0$. Ecuația căldurii devine

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{4}$$

cu condiția inițială $T(x, 0) = T_0(x)$ și condiția la limită

$$\frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = F(t); \quad \frac{\partial T(1, t)}{\partial x} = 0. \tag{5}$$

Evident, condiția la limită aleasă este particularizată în cazul nostru specific, al încălzirilor prin iradiere. Am pus la celălalt cap ($x = 1$) condiția ca bara să nu piardă căldură. Procedeul pe care îl vom descrie este imediat aplicabil și celorlalte condiții la limită analizate în Capitolul IV.

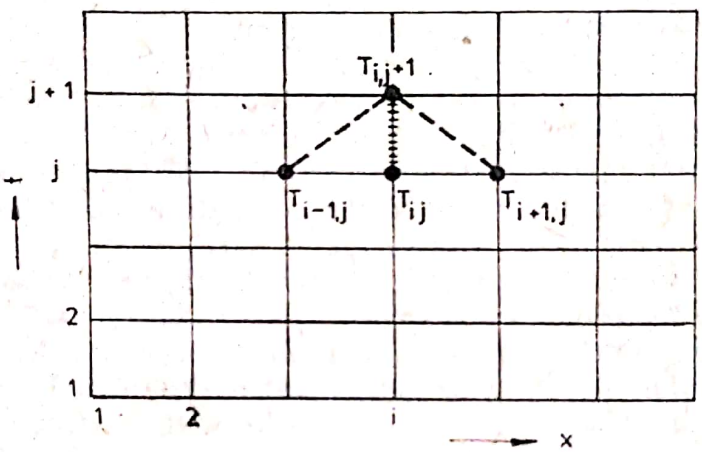


Fig. 7.1. Schema explicită monodimensională.

Figura 1 redă domeniul spațio-temporal discretizat în care se va calcula temperatura $T_{i,j}$. Axa orizontală a fost divizată în N puncte i de interval $\Delta x = X_{i+1} - X_i = h = 1/(N-1)$. Axa verticală marchează evoluția temporală și este divizată în punctele j între care este diferența de timp $\Delta t = t_{j+1} - t_j = k$. În felul acesta, prima linie orizontală reprezintă punctele în care este dată distribuția inițială de temperatură, iar liniile orizontale superioare reprezintă aceleași puncte dar în momente de timp consecutive. Construcția soluției (aflarea valorilor $T_{i,j}$) se face pornind de la condiția inițială ($j = 1$) pentru momentele succesive $j = 2, 3, \ldots$. Pentru fiecare moment j se calculează noua distribuție de temperatură de-a lungul segmentului în punctele $i = 1, \ldots i = n$. (Numerotarea punctelor de la 1 și nu de la 0 este legată de ușurința de a programa algoritmul în FORTRAN).

Să scriem acum explicit algoritmul de calcul.

Aceasta se face prin aproximarea operatorilor diferențiali cu operatorii corespunzători cu diferențe finite. Această aproximare nu este unică și poate fi întreprinsă în mai multe moduri. Vom utiliza practic $\partial^2 T/\partial x^2$ una din cele mai simple expresii, cea obținută din teoria diferențelor centrale, după care

$$\left.\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right|_{i,j} = \frac{T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j}}{h^2} + O(h^2) \tag{6}$$

Scanned with OKEN Scanner

Termenul $O(h^2)$ indică ordinul erorii în funcție de h și care va fi neglijat. După cum vedem evaluarea laplaceanului cere numai valorile T_{ij} împreună cu cea alăturată la dreapta și la stînga, toate trei fiind pe o aceeași orizontală, deci la momentul j.

Rămîne acum să exprimăm și derivata temporală $\partial T/\partial t$. Cea mai simplă formă este aceea care leagă momentul j de momentul $j+1$ și care se scrie :

$$\left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{ij} = \frac{U_{i,j+1} - U_{ij}}{k} + O(k) \tag{7}$$

Și este numită formula diferențelor progresive. Observăm că precizia acestei relații în k este mai mică.

Introducînd (6) și (7) în (4) obținem imediat

$$T_{i,j+1} = T_{i,j} + a(T_{i-1,j} - 2T_{i,j} + T_{i+1,j}) \text{ cu } a = k/h^2 \tag{8}$$

care determină valoarea necunoscută $T_{i,j+1}$ (din momentul ulterior) în funcție de valorile cunoscute din momentul j. Deci de pe o linie orizontală j (ceea ce înseamnă un anumit moment de timp) se construiește direct, explicit, distribuția de temperatură la momentul ulterior $j+1$ cu excepția însă a două puncte $T_{1,j}$ și $T_{N,j}$. Aceste puncte nu mai pot fi evaluate cu relația (8), deoarece vecinul lor la stînga, respectiv la dreapta, nu există, ele fiind de fapt punctele de frontieră și în consecință valoarea lor trebuie calculată din relațiile la limită (5). Astfel, aplicînd discretizarea centrată a derivatei, introducem punctele fictive 0, $N+1$ și avem

$$\frac{\partial T(0,\,t)}{\partial x} \simeq \frac{1}{2h}(T_{2,j} - T_{0,j}) = F_{1,j} \text{ și } \frac{\partial T(1,\,t)}{\partial x} \simeq$$

$$\simeq \frac{1}{2h}(T_{N+1,j} - T_{N-1,j}) = 0 \tag{9}$$

de unde rezultă

$$T_{1,j+1} = T_{1,j} + a(2T_{2,j} - 2T_{ij} - 2hF_{1,j}), \tag{10}$$

$$T_{N,j+1} = T_{N,j} + a(2T_{N-1,j} - 2T_{ij}). \tag{11}$$

După cum am spus și alte condiții la limită pot fi puse cu ușurință ; de exemplu condiția ca $T(1,\,t)$ să fie ținut la temperatura T_0 constantă. În acest caz ultimele două ecuații vor fi :

$$T_{N-1,j+1} = T_{N-1,j} + a(T_{N-2,j} - 2T_{N-1,j} + T_0), \tag{12}$$

$$T_{N,j} = T_0.$$

Algoritmul dat leagă în mod direct valoarea necunoscută de valorile anterioare cunoscute ; un astfel de algoritm se numește explicit și are avantajul că, în fond, nu avem de rezolvat un sistem de ecuații sau mai bine zis sistemul de ecuații este redus la un sistem de egalități.

Odată dată o schemă de discretizare, trebuie să ne asigurăm de limitele în care, aplicînd-o, valorile obținute tind către cele reale. În cazul studiat soluția este stabilă în timp pentru $a < 1/2$. Pentru valori $a > 1/2$, soluția se va depărta în timp din ce în ce mai repede și mai mult de va-

Scanned with OKEN Scanner

iorile reale. Aceasta este principala restricție în aplicarea metodei explicite. Ea înseamnă de fapt ca pașii în timp să fie mai deși decît

$$k < \frac{1}{2} h^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{N^2}. \tag{13}$$

În practică aceasta se traduce de fapt prin folosirea unui pas de timp extrem de mic, lucru care implică un număr mare de calcule al relațiilor (8—12) care poate deveni prohibitiv dacă intervalul de timp este lung. În practică, pentru ca convergența soluției să fie bună la timpi mari, este necesar un k încă și mai mic decît cel dat de relația (13). Existența acestei limitări (13) pentru metoda explicită pune problema găsirii unui alt algoritm care să permită pași de timp mai mari. Cea mai utilizată cale este cea datorată lui Crank și Nicolson. Aceștia aproximează laplaceanul nu ca în (6), ci folosind valoarea medie a acestei reprezentări în momente succesive j și $j+1$, adică:

$$\left.\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right|_{ij} = \frac{1}{2}[(T_{i+1,\,j+1} - 2T_{i,\,j+1} + T_{i-1,\,j+1})/h^2 + \\ + (T_{i+1,j} - 2T_{ij} + T_{i-1,\,j})/h^2]. \tag{14}$$

Folosind aceeași relație (7) pentru derivata temporală și introducînd (7) și (14) în ecuația căldurii (4), obținem formula:

$$-aT_{i-1,\,j+1} + (2+2a)T_{j,\,j+1} - aT_{i+1,\,j} = \\ = aT_{i-1,\,j} + (2-2a)T_{ij} + aT_{i+1,\,j} \tag{15}$$

Aproximația (14) este mult mai bună decît (6) și se demonstrează că soluția calculată din (15) este stabilă pentru orice valoare a lui a. Acest avantaj este însă plătit cu faptul că volumul de calcul în trecerea de la un moment de timp la următorul este mai mare.

Într-adevăr, relația (15) face parte de fapt dintr-un sistem de ecuații în care există de-a lungul diagonalei cîte trei necunoscute $T_{i-1,\,j+1}$, $T_{i,\,j+1}$ și $T_{i,\,j-1}$, coeficienții celorlalte necunoscute fiind zero. În felul acesta algoritmul lui Crank-Nicolson este de tipul implicit.

Notînd cu δ_i partea dreaptă, cunoscută, a relației (15), sistemul de ecuații ce trebuie rezolvat are forma „tridiagonală".

$$\begin{bmatrix} \beta_1 - \gamma_1 & & & & & & \\ -\alpha_2 & \beta_2 - \gamma_2 & & & 0 & & \\ & -\alpha_3 & \beta_3 - \gamma_3 & & & & \\ & & \ddots & \ddots & & & \\ & & & -\alpha_i & \beta_i - \gamma_i & & \\ & & & & \ddots & \ddots & \\ & & & & & -\alpha_{n-1} & \beta_{n-1} - \gamma_{n-1} \\ & 0 & & & & & -\alpha_n \beta_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ T_i \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ T_{n-1} \\ T_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta_1 \\ \delta_2 \\ \delta_3 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \delta_i \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \delta_{n-1} \\ \delta_n \end{bmatrix} \tag{16}$$

Scanned with OKEN Scanner

unde $\alpha_i = a$, $\beta_i = 2+2a$, $\gamma_i = a$ cu $2 \leqslant i \leqslant n-1$. Pentru $i=1$ și $i=n$, β_1, γ_1, α_n, β_n sînt date de condițiile la limită impuse și se calculează ca mai sus (10—12). Sistemul tridiagonal (16) se poate rezolva fie prin metoda bine cunoscută a lui Gauss de eliminare, fie prin metode de aproximații succesive.

Metoda lui Gauss este relativ ușor de aplicat sistemului (16) deoarece majoritatea elementelor sînt nule și atunci, după cum observăm imediat, putem afla necunoscutele făcînd trei seturi de înlocuiri pornind de la $i = 1$ la $i = n$, apoi invers. A treia înlocuire duce la aflarea necunoscutelor. Metoda este larg descrisă în cărțile de metode numerice și este și ușor de programat.

Metodele iterative au la bază faptul că elementele de pe diagonală au valoarea cea mai mare, adică $\beta_i > \alpha_i$; $\beta_i > \gamma_i$. Odată satisfăcut acest criteriu se poate aplica procedeul lui Jacobi, al lui Gauss-Seidel sau, și mai bine, al suprarelaxării. Aceste metode se găsesc descrise pe larg în bibliografia indicată la sfîrșitul cărții. Cum pașii de timp sînt suficient de deși, pornind iterația de la valoarea din momentul precedent T_{ij}, aflăm, cu un număr minim de iterații (de obicei 2, 3), valoarea la momentul actual $j+1$ într-o limită de precizie suficientă. În plus metodele iterative sînt și ușor de programat.

7.1.1. **Cazul cu mai multe dimensiuni.** Schema explicită bidimensională în coordonate carteziene se obține imediat ca o generalizare a lui (6). Notînd cu 1 punctele pe axa Y și considerînd că $\delta x = \delta y$, schema explicită devine

$$T_{i,l,j+1} = T_{ij} + a(T_{i+1,l,j} + T_{i,l,j+1,j} - 4T_{ij} - T_{i-1,l,j} - T_{i,l-1,j}) \quad (17)$$

cu $1 \leqslant i \leqslant n$ și $1 \leqslant l \leqslant m$.

În plus relațiile (17) trebuie completate cu condițiile la limită care sînt date pe cele 4 laturi ale domeniului (respectiv $2 \leqslant i \leqslant m-1$; $l=1$; $i=1$, $2 \leqslant l \leqslant m-1$; $2 \leqslant i \leqslant n-1$; $j=m$; $i=n$; $2 \leqslant j \leqslant m-1$ și cele 4 colțuri (respectiv $i=1$, $j=1$; $i=1$, $j=m$; $i=n$, $j=1$; $i=n$, $j=m$). Relațiile pe laturi și colțuri se scriu folosind același raționament ca în paragraful precedent. Observăm că în această schemă explicită 5 puncte dintr-un plan duc la valoarea unui punct din momentul următor. Condiția de stabilitate restrictivă, rămîne aceeași.

Metoda implicită de tip Crank-Nicolson se obține pornind de la relația:

$$\frac{T_{i,l,j+1} - T_{ij}}{\delta t} = \frac{1}{2}\left\{\frac{T_{i+1,l,j} - 2T_{ij} + T_{i-1,l,j}}{\delta x^2} + \right.$$

$$+ \frac{T_{i,l+1,j} - 2T_{ij} + T_{i,l-1,j}}{\delta y^2} + \frac{T_{i+1,l,j+1} - 2T_{i,l,j+1} + T_{i-1,l,j+1}}{\delta x^2} + \quad (18)$$

$$\left. + \frac{T_{i,l+1,j+1} - 2T_{i,l,j+1} + T_{i,l-1,j+1}}{\delta y^2}\right\}$$

Grupînd în partea stîngă necunoscutele $T_{i+1,l,j+1}$, $T_{i,l+1,j+1}$, $T_{i,l+1,j+1}$, $T_{i,l-1,j+1}$, observăm că obținem un sistem de ecuații „penta" diagonal. („Penta" diagonal în sensul că de o parte și de cealaltă a dia-

Scanned with OKEN Scanner

gonalei mai sînt cîte două șiruri de valori nenule). În acest caz metoda eliminării a lui Gauss este mult mai puțin indicată, metodele iterative ducînd într-un timp mai scurt la rezultate de precizia dorită.

O altă situație bidimensională este cazul coordonatei cilindrice cu simetrie axială în care dimensiunile sînt date de raza r și adîncimea z. În acest caz, deosebit de util pentru aplicații curente, ecuația căldurii devine:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \tag{19}$$

Notînd cu $1 \leqslant i \leqslant n$ discretizarea după rază și cu $1 \leqslant l \leqslant m$ cea după z, metoda implicită de tip Crank-Nicolson pornește de la:

$$\frac{T_{i,l,j+1} - T_{ilj}}{\delta t} = \frac{1}{2}\sum_{k=0}^{1}\left[\frac{T_{i+1,l,j+k} - 2T_{i,l,j+k} + T_{i-1,l,j+k}}{\delta r^2} + \right.$$

$$+ \frac{1}{i\delta r}\frac{T_{i+1,l,j+k} - T_{i-1,l,j+k}}{2\delta r} + \tag{20}$$

$$\left. + \frac{T_{i,l+1,j+k} - 2T_{i,l,j+k} + T_{i,l-1,j+k}}{\delta z^2}\right].$$

Condițiile la limită pe suprafața cilindrului sînt

$$\frac{T_{i+1,l,j} - T_{i-1,l,j}}{2\delta r} = F^{(L)}_{i,l,j} \text{ (pe suprafața laterală)};$$

$$\tag{21}$$

$$\frac{T_{i,l+1,j} - T_{i,l-1,j}}{2\delta z} = F^{(B)}_{i,l,j} \text{ (pe baze)}$$

Din relațiile (20—21) se obține imediat un sistem de ecuații care, ca și mai sus, este indicat să se rezolve prin metoda Gauss-Seidel (eventual suprarelaxat). În particular, în cazul pierderilor convective de tip Newton

$$F_{ilj} = -\text{ const } (T_{ilj} - T_0), \tag{22}$$

unde T_0 este temperatura ambiantă.

Avînd în vedere posibilitățile multiple de alegere a condițiilor de lucru, exprimarea concisă a rezultatelor numerice nu mai poate fi făcută atît de simplu, în sensul că trebuie avut în vedere un corp de formă dată, supus unei iradieri perfect caracterizate spațial și temporal, cu pierderi de un anumit tip. O generalizare simplă nefiind posibilă, ne vom mulțumi aici să recomandăm metoda și să arătăm, pe cîteva exemple tipice, deosebirea între rezultatele pe modele mai idealizate — așa cum le cer metodele analitice — și cele care se obțin din aplicarea acestei metode numerice.

Graficele din figurile 2, 3, 4 permit aprecierea influenței pe care o au dimensiunile finite ale corpului asupra distribuției de temperatură. Ele prezintă repartizarea izotermelor T_0 la un anumit moment (0,6s), pentru trei tipuri de corpuri finite, inițial la temperatura de 20°C, iradiate cu o densitate de putere de $\varphi = 2.10^3$ s cm^2, repartizată pe un spot superficial circular (de rază $a = 0{,}125$ cm). Conductivitatea constantă a corpului este $k = 0{,}5$ W/cm^{-1} $k-1$, iar pierderile pe fețele laterale sînt consi-

derate nule. Pentru comparare, curbele punctate trasează izotermele corpului semiinfinit, ca rezultat al calculării numerice a soluției integrale (1) (păstrînd identice conductivitatea, distanța, timpul, fluxul energetic, dimensiunile spotluui). Izotermele vecine sursei sînt identice celor obținute

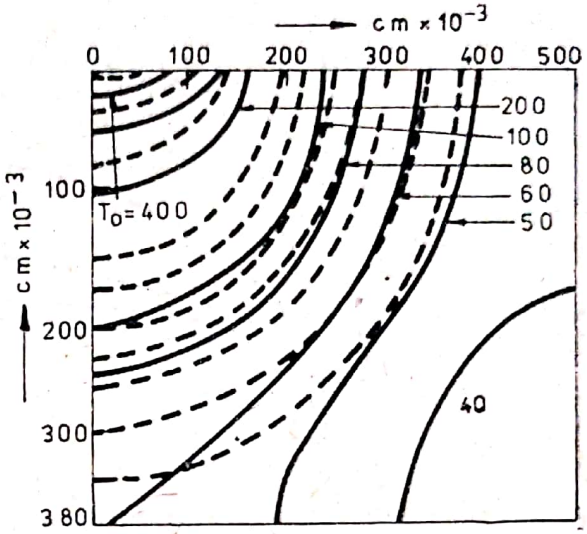


Fig. 7.2. Cilindru finit. (———) Izotermele calculate numeric. (----------) Izotermele în aproximația semispațiului.

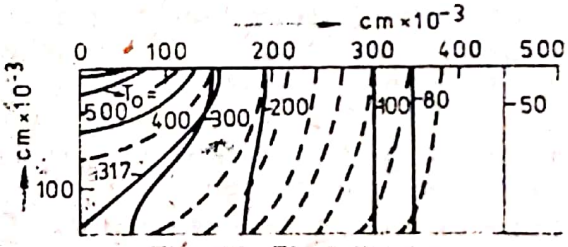


Fig. 7.3. Placă finită.

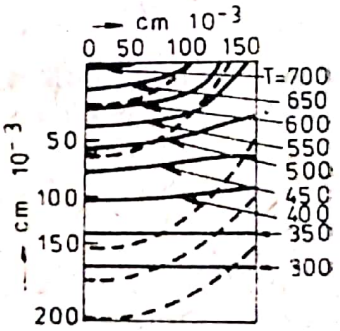


Fig. 7.4. Cilindru subțire.

în cazul mediului foarte mare, adică taie ortogonal axa. Izotermele mai depărtate, care nu taie axa, cad ortogonal pe planul inferior (unde fluxul este nul). Izoterma particulară care taie acest plan, la intersecția cu axa, prezintă, în acest loc, un „vîrf", care conduce la așa-numita „formă de inimă" (considerată ca dînd maximul de penetrație în regim permanent).

Izotermele pentru bara cilindrică capătă forma aproape orizontală-ortogonală pe cele două fețe laterale. Pentru corpul finit oarecare, se pune în evidență o izotermă particulară, ortogonală simultan pe cele două fețe alăturate, opuse sursei.

Influența pierderilor prin convecție și radiație se urmărește în figura 5.

Aceste pierderi au fost introduse, în condiția la limită (21), pentru convecția naturală pe fețele laterală, superioară și inferioară a cilindrului, caracterizată prin coeficienții de transfer h_s, h_T, h_B.

Pe grafic se observă că, pe cînd în caz infinit temperatura atinge un palier (curba *c*), în caz finit, și în absența pierderilor, temperatura tinde spre valori mari (curba *a*). Pentru curba *b* s-a luat un coeficient de transfer al căldurii pe fața laterală și inferioară de 0,06, observîndu-se în acest caz tendința de saturare în timp a creșterii temperaturii.

Scanned with OKEN Scanner

Distribuția radială a temperaturii în cazul unui fascicul circular uniform, față de cel distribuit gaussian, a fost de asemeni investigată. S-a constatat că diferența între cele două cazuri este neînsemnată pe axă, dar radial se pune în evidență o aplatizare a curbei în caz gaussian în concordanță cu cele discutate în capitolul IV.

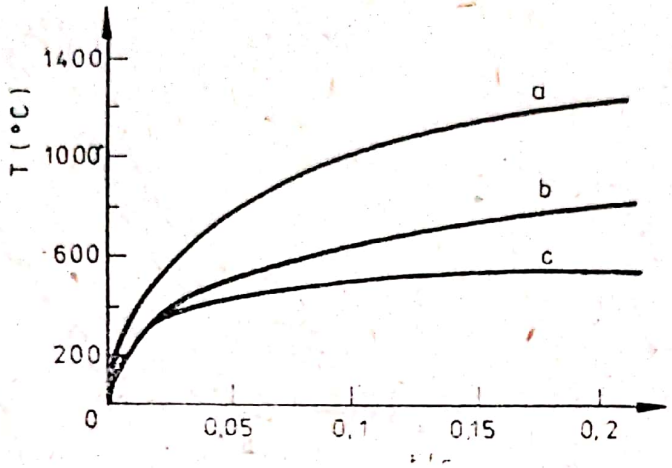


Fig. 7.5. Temperatura în centrul spotului pentru $Z = 0$ în cazul pierderilor de tip Newton cu $h_a = 0{,}0\ \mathrm{m}^{-1}$ (a); $h_a = 0{,}06\ \mathrm{m}^{-1}$ corp finit cu pierderi (b); $h_c = 0\ \mathrm{m}^{-1}$, corp semiinfinit fără pierderi (c).

Vedem că această metodă de abordare a efectelor termice la iradierea materialelor cu laserul permite posibilități suplimentare de modelare a fenomenelor. Astfel, ipoteza corpului semiinfinit (oarecare, plăcuță sau cilindru) duce uneori la valori de temperatură sensibil deosebite față de cazurile reale, ale corpurilor finite de formă dată. Mai mult, se remarcă faptul că pierderile — care, analitic, nu pot fi tratate efectiv, pot avea în cazul iradierilor cu laserul o influență semnificativă.

Cazul tridimensional care necesită, după cum am văzut, un număr mare de noduri, este pe cît se poate de evitat. Laplaceanul în coordonate carteziene se scrie imediat adăugînd discretizarea și pe axa z, în punctele $1 < k < p$ în așa fel încît relația explicită se poate scrie imediat:

$$T^{j+1}_{i,l,k} = (1 - 6a)T^{j}_{i,l,k} + \sum_{m}(T_{m+1,n,q} + T_{m-1,n,q})^{j} \text{ cu } n \neq q \neq m = i,l,k \; m = i,l,k, \tag{17 bis}$$

Metoda Crank-Nicolson pentru sisteme tridimensionale implică sisteme de ecuații cu cîte 7 necunoscute pe linie „7"-diagonale) și rezolvarea lor, chiar prin metodele iterative, începe să dureze mult în așa fel încît, avînd în vedere și ușurința programării, recomandăm de data aceasta metoda explicită.

Lăsăm pe seama cititorului discretizarea (similară cu cazul cilindric) în celelalte sisteme de referință (cilindric asimetric, sferic etc.).

Vom da, în încheierea acestui paragraf, relațiile de calcul pentru derivata a doua în cazul punctelor neechidistante:

$$\left.\frac{\partial^2 T}{\partial X^2}\right|_i \simeq \frac{1}{h^2}\,\frac{2}{\alpha(1+\alpha)}\,[\alpha T_{i-1} - (1+\alpha)T_i + T_{i+1}], \tag{23}$$

unde distanțele au fost notate $x_i - x_{i-1} = h$ și $x_{i+1} - x_i = \alpha h$.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul bidimensional introducînd distanțele suplimentare $y_i - y_{i-1} = h$ și $y_{i+1} - y_i = \beta h$ expresia laplaceanului devine

$$\Delta T\Big|_{i,l} \simeq \frac{2}{h^2\alpha\beta(1+\alpha)(1+\beta)}[\beta(1+\beta)(\alpha T_{i-1,l} - (1+\alpha)T_{il} + T_{i,l+1}) +$$

$$+ \alpha(1+\alpha)(\beta T_{i,l-1} - (1+\beta)T_{il} + T_{i,l+1})]. \qquad (24)$$

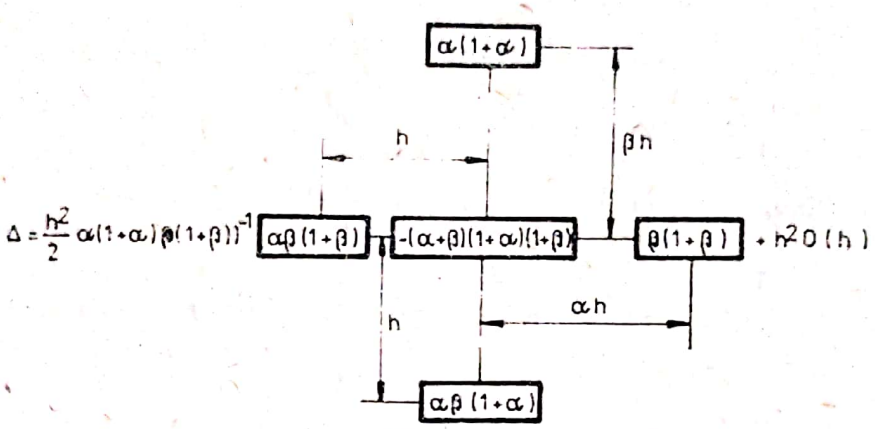


Fig. 7.6. Operatorul Laplace bidimesional pentru pnncte neechidistante.

Schematic operatorul Δ pentru punctele inegal distanțate este redat în figura 6. Relațiile date mai sus sînt importante în cazul frontierelor (sau a spoturilor) care trec în afara punctelor rețelei. În general lucrul cu astfel de frontiere complică sensibil programul, mărește timpul de calcul și micșorează precizia (precizia maximă în calculul operatorilor este pentru cazul punctelor echidistante). În plus, cînd avem de-a face cu frontiere mai întinse trebuie introduse șiruri de valori α și β

7.2. Metode numerice pentru ecuația neliniară a căldurii

În special pentru metalele greu fuzibile, pe domenii întinse de temperatură, aproximația coeficienților constanți, în special cea a conductivității termice, nu mai poate fi valabilă și forma neliniară (4.2) a ecuației căldurii se impune. În cele ce urmează vom da o rețetă de discretizare pentru cea mai uzuală geometrie, aceea cu simetrie cilindrică. Vom renunța la forma adimensională iar ecuația căldurii

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k\Delta T) \qquad (25)$$

devine în coordonate cilindrice

$$c(T)\,\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(K(T)r\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K(T)\frac{\partial T}{\partial z}\right) \qquad (26)$$

Vom da mai jos schema implicită de calcul. Pentru o scriere mai compactă și mai clară, discretizarea după timp n va fi notată în partea de sus.

Scanned with OKEN Scanner

Vom introduce notațiile :

$$\begin{aligned}
\alpha_{l+1} &= k(T_{l+1,m} + T_{lm})/2 \\
\alpha_{l-1} &= k(T_{lm} + T_{l-1,m})/2 \\
\alpha_{m+1} &= k(T_{l,m+1} + T_{l,m})/2 \\
\alpha_{m-1} &= k(T_{l,m} + T_{l,m-1})/2 \\
\alpha &= kT_{l/m}
\end{aligned} \tag{1}$$

iar sistemul discretizat este :

$$\frac{3\rho c}{2\delta t} T_{l/m}^{n+1} - \frac{1}{(\delta r)^2}[\alpha_{l+1}(T_{l+1,m} - T_{l/m})^{n+1} - \alpha_{l-1}(T_{l/m} - T_{l-1,m})^{n+1} +$$

$$+ \frac{\alpha}{2}(T_{l+1,m} - T_{l-1,m})^{n+1}] -$$

$$- \frac{1}{(\delta z)^2}\alpha^{m+1}[(T_{l,m+1} - T_{l,m})^{n-1} - \alpha_{m-1}(T_{l,m} - T_{l,m-1})^{n+1}] =$$

$$= \frac{1}{(\delta r)^2}[\alpha_{l+1}(T_{l+1,m} - T_{l,m})^n - \alpha_{l-1}(T_{l,m} - T_{l-1,m})^n + \frac{\alpha}{2}(T_{l+1,m} - T_{l-1,m})^n] +$$

$$+ \frac{1}{(\delta z)^2}[\alpha_{m+1}(T_{l,n+1} - T_{l,m})^n - \alpha_{m-1}(T_{l,m} - T_{l,m-1})^n] + \frac{3\rho c}{2\delta t} T_{l,m}^{n-1} +$$

$$+ \frac{1}{(\delta r)^2}[\alpha_{l+1}(T_{l+1,m} - T_{l,m}) - \alpha_{l-1}(T_{l,m} - T_{l-1,m})^{n-1} +$$

$$+ \frac{\alpha}{2}(T_{l+1,m}T - {}_{l-1,m})^{n-1}] + \frac{1}{(\delta z)^2}[\alpha_{m+1}(T_{l,m+1} - T_{lm})^{n-1} -$$

$$- \alpha_{m-1}(T_{l,m} - T_{l,m-1})^{n-1}] \text{ cu } c = c(T_{lm}),\ \rho = \rho(T_{lm}). \tag{28}$$

Observăm că necunoscutele $T_{l+1,m}^{n+1}$, $T_{l-1,m}^{n+1}$, T_{lm}^{n+1}, $T_{l,m+1}^{n+1}$, $T_{l,m-1}^{n+1}$ se află în termenul din stînga și că ele sînt calculate în funcție de două valori de timp n și $n-1$. Într-adevăr, schema de mai sus folosește pentru calculul momentului viitor atît valorile din momentul prezent cît și pe cele din momentul anterior, este deci o schemă pe trei nivele. Din această cauză ea nu poate fi folosită pentru calculul primului moment de timp, care trebuie calculat cu ajutorul algoritmilor liniari și considerînd că folosirea

Scanned with OKEN Scanner

unor valori constante pentru un singur prim pas de timp nu poate duce a erori apreciabile.

Vom ilustra cu un exemplu diferențele la care se poate ajunge între folosirea ecuației căldurii liniare și neliniare. Pentru aceasta vom considera încălzirea unui mic cilindru de fier (0,475 cm rază, 0,6 cm înălțime) iradiat cu un flux $\varphi = 4000\ Js^{-1}\ cm^{-2}$. Vom considera ρ, c al fierului constante iar $k(T)$ dat în graficul din figura 7. Evoluția temperaturii în centrul spotului $T(0, 0, t)$ este dată în figura 8 pentru $k = k\,(27°C) =$ constant și pentru $k(T)$. Constatăm abateri semnificative care rezultă și pentru distribuțiile radiale. Figurile 9 și 10 sînt făcute în cazul unei iradieri cu un fascicul gaussian cu $a = 1,1375$ mm la 0,4 sec de la începutul iradierii pentru $z = 0$ și $z = 0,5$ cm. Constatăm de asemenea diferențe foarte mari, datorite faptului că la temperaturi ridicate conductibilitatea termică scade ceea ce implică o încălzire locală mult mai ridicată și o încălzire departe de centrul spotului, mai mică. Graficul c din figura 11 arată că nici luarea unui alt k nu reprezintă o soluție acceptabilă. În concluzie, cînd avem posibilitatea utilizării unui calculator suficient de puternic, merită construirea unor subrutine care să poată ține seama mai bine de dependența cu

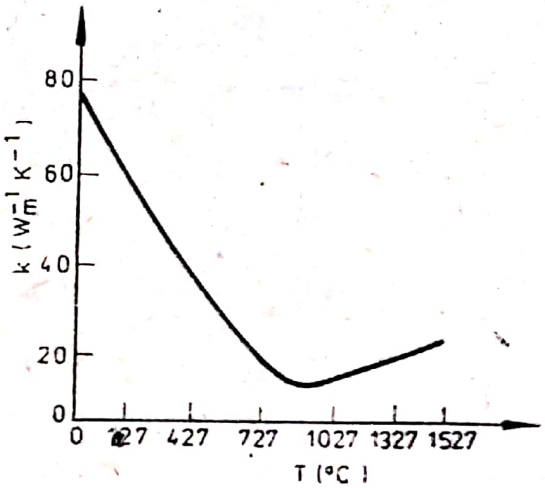


Fig. 7.7. Dependența $k = k(T)$ pentru fier

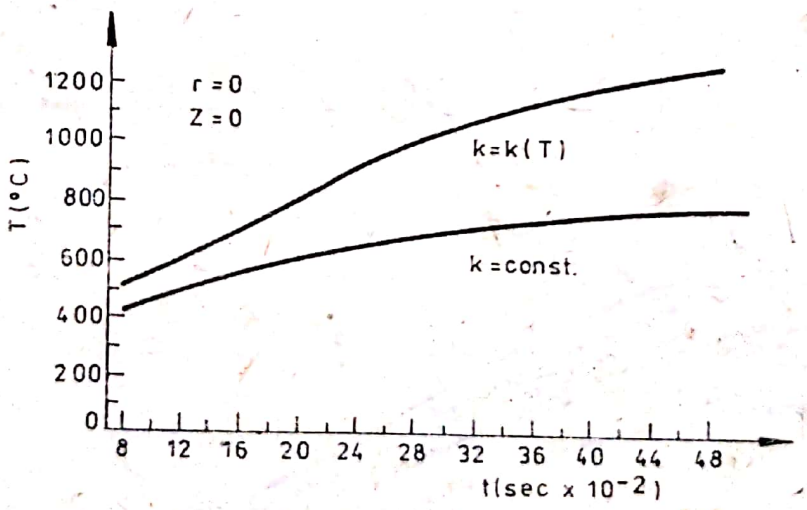


Fig. 7.8. Evoluția temperaturii în centrul spotului pentru $k = k\,(27°C) =$ constant și $k = k(T)$.

temperatura a constantelor de material, a schimburilor termice cu mediul înconjurător, a evoluției în timp a fasciculului cît și a formei efective, finite a corpului.

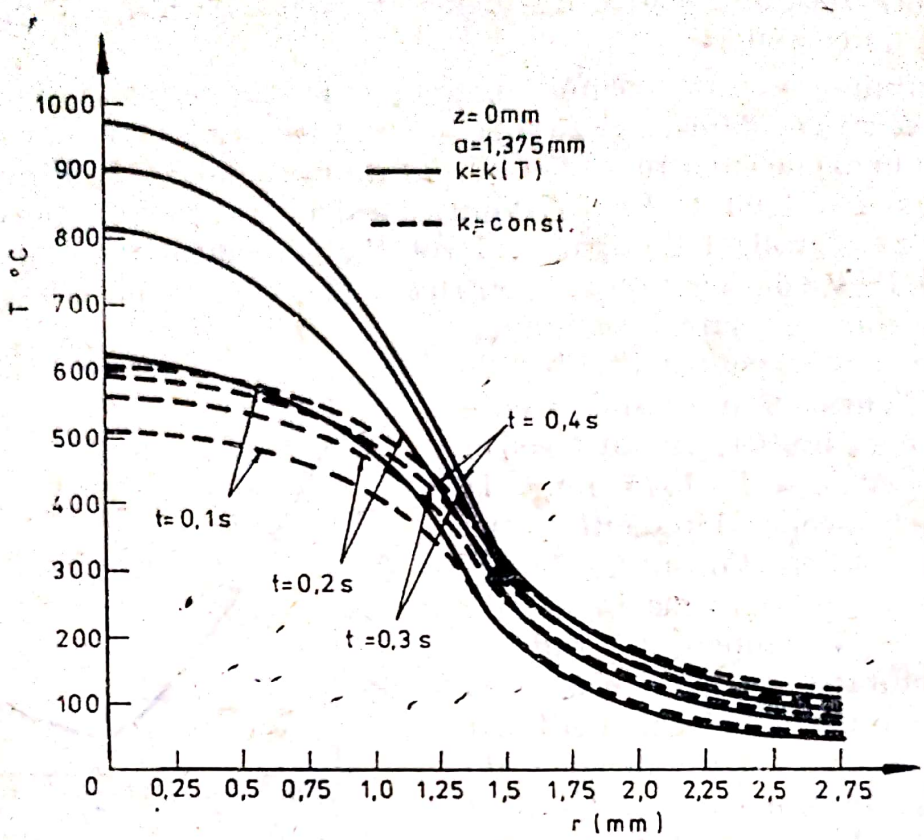


Fig. 7.9. Variaţia temperaturii cu distanţa radială la $Z = 0$.

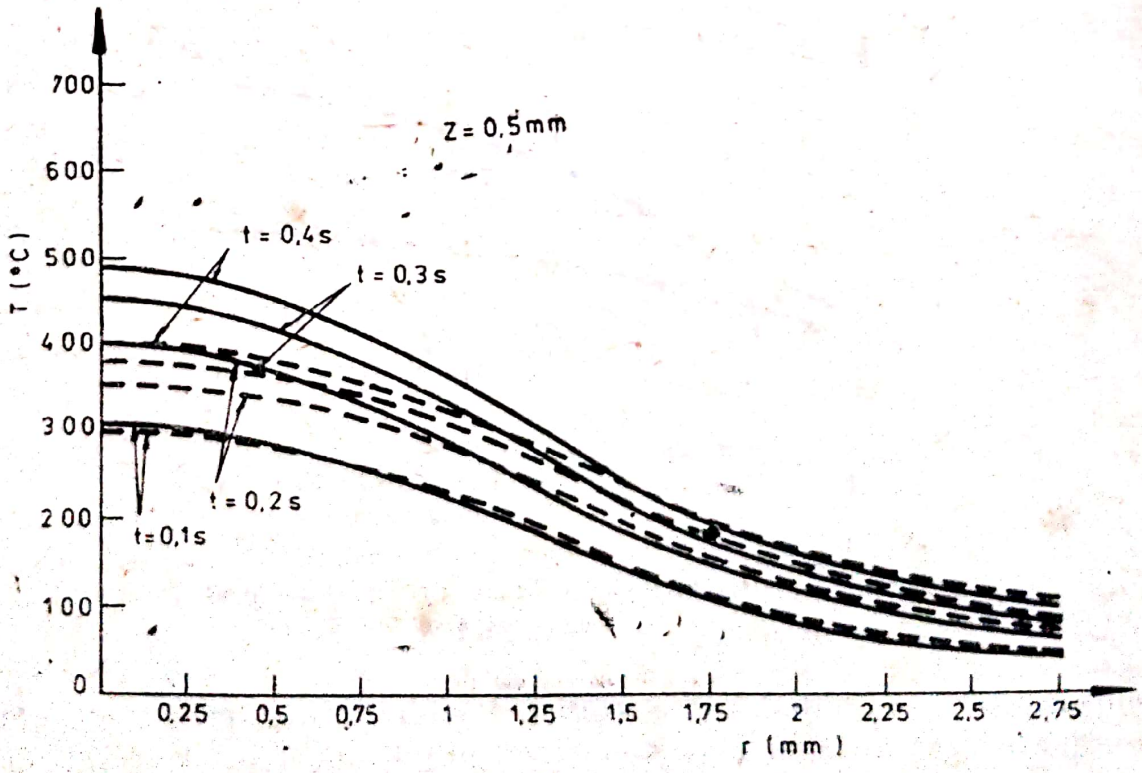


Fig. 7.10. Variaţia temperaturii cu distanţa radială la $Z = 5$ mm.

Scanned with OKEN Scanner

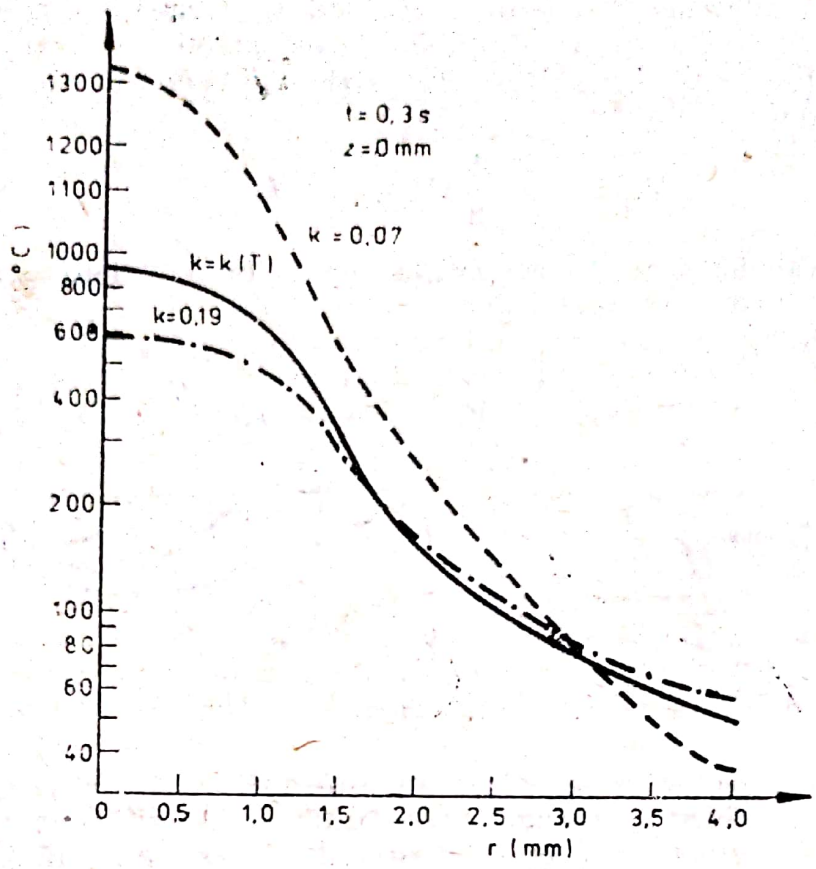


Fig. 7.11. O comparație între distribuțiile radiale pentru $Z = 0$ și a) $k = 0{,}7$ W cm^{-1}K^{-1}; b) $k = k(T)$ și; c) $k = 1.6$ Wcm^{-1}K^{-1}.

Vom încheia acest capitol dînd o schemă de discretizare implicită de tip Crank-Nicolson pentru un cap tridimensional în coordonate carteziene. Schema pe care o propunem este următoarea:

$$c_{ijk}^{l+1/2}\rho_{ijk}^{l+1/2}(T_{ijk}^{l+1}-T_{ijk}^{l})=\frac{\delta t}{2(\delta x)^2}[k_{i+1/2,j,k}^{l+1}(T_{i+1,j,k}^{l+1}-T_{ijk}^{l+1})+$$

$$+k_{i-1/2,j,k}^{l+1}(T_{i-1,j,k}^{l+1}-T_{i,j,k}^{l+1})+k_{i+1/2,j,k}^{l}(T_{i+1,j,k}^{l}-T_{i,j,k}^{l})+$$

$$+k_{i-1/2,j,k}^{l}(T_{i-1,j,k}^{l}-T_{ijk}^{l})]+\frac{\delta t}{2(\delta y)^2}[k_{i,j+1/2,k}^{l+1}(T_{i,j+1,k}^{l+1}-T_{ijk}^{l+1})+$$

$$+k_{i,j-1/2,k}^{l+1}(T_{i,j-1,k}^{l+i}-T_{ijk}^{l+1})+k_{i,j+1/2,k}^{l}(T_{i,j+1,k}^{l}-T_{ijk}^{l})+k_{i,j-1/2,k}^{l}(T_{i,j-1,k}^{l}-$$

$$-T_{ijk}^{l})]+\frac{\delta t}{2(\delta z)^2}k_{i,j,k+1/2}^{l+1}(T_{i,j,k+1}^{l+1}-T_{ijk}^{l+1})+k_{i,j,k-1/2}^{l+1}$$

$$\times(T_{i,j,k-1}^{l+1}-T_{ijk}^{l+1})+k_{i,j,k+1/2}^{l}(T_{i,j,k+1}^{l}-T_{ijk}^{l})+$$

$$+k_{ijk-1/2}^{l}(T_{ijk-1}^{l}-T_{ijk}^{l})] \qquad (29)$$

Scanned with OKEN Scanner

După cum ne dăm seama, grupînd necunoscutele avem de-a face cu un sistem cu 7 necunoscute pe linie care trebuie rezolvat prin metoda aproximaţiilor succesive. După cum vedem k trebuie estimat la semidistanţa între două puncte

$$k^l_{i+1/2,\,j,\,k} = \frac{1}{2}\,(k^l_{i+1,\,j,\,k} + k^l_{i,\,j,\,k}) \quad \text{etc.} \tag{30}$$

Mai dificilă poate părea cerinţa folosirii lui k la temperatura momentului care tocmai trebuie calculat căci $k^{l+1}_{ijk} = k(T^{l+1}_{ijk})$. Aceasta se realizează însă practic introducînd valoarea lui k^{l+1}_{ijk} ca aceea ce reiese din iteraţia precedentă, în felul acesta diferenţa dintre k^{l+1}_{ijk} folosit în calcule şi cel real, care este implicat de ultima iteraţie, este absolut neglijabilă.

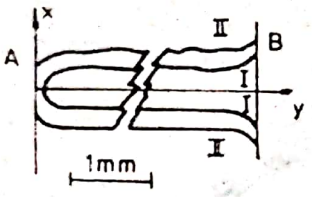


Fig. 7.12.

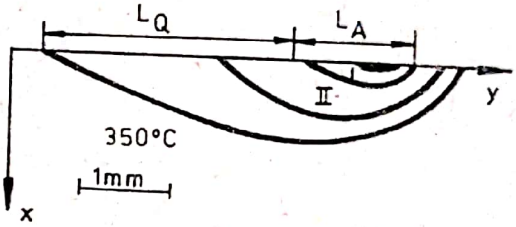


Fig. 7.13.

Această schemă de calcul nu este optimizată în viteza de calcul, dar spre deosebire de schema precedentă nu necesită memorizarea valorilor de temperatură anterioare care, după cum am arătat, pentru un corp tridimensional ajunge să fie foarte mare.

Vom arăta rezultate obţinute cu acest algoritm pentru studiul tratamentului termic al oţelului 34 M_0 CN15 iradiat cu un laser continuu cu CO_2 de 300 W focalizat pe un spot cu diametrul de 1,2 mm şi care se deplasează pe suprafaţa plăcii cu viteza de 1 cm/s. În figura următoare se arată izoterma de topire (I) şi cea a austenitei (II) de-a lungul suprafeţei probei, în planul x, y. Se constată că la intrarea în material regiunea afectată este mai mică, în timp ce la ieşire regiunea afectată este mai lată. Figura 13 arată situaţia de-a lungul axei y, respectiv în planul y, z. Această reprezentare are o importanţă deosebită deoarece ne permite să aflăm rata de răcire şi persistenţa în timp a fazei de austenită iar în funcţie de aceasta, dacă procesul de călire poate avea loc sau nu. Pentru un optim trebuie că corelăm viteza de deplasare a spotului pe suprafaţa cu lungimea regiunii cu austenită (L_A) şi cea de ajungere la răcire (L_Q) care sînt funcţii de timp. Cu toate că pe suprafaţă se atinge temperatura de topire, căldurile latente (inclusiv cele de trecere la diferitele structuri austenitică, martensitică, feritică) au fost neglijate. Evident aprecierea rezultatului final depinde nu numai de evoluţia termică, ci şi de cunoaşterea cît mai precisă a aliajului respectiv. În fine, figura 14 arată o secţiune în planul y, z, perpendicular pe axa parcursă de spot. Ea compară rezultatul numeric cu cel experimental, se observă o concordanţă cu totul satisfăcătoare între izotermele de topire şi cea austenitică calculate cu cele obţinute în condiţiile experimentale expuse.

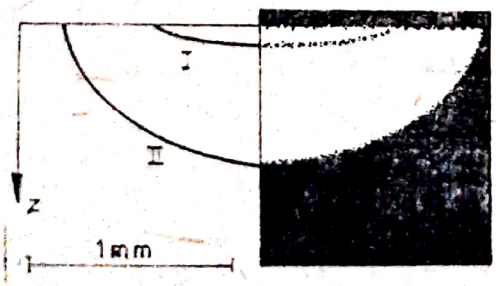


Fig. 7.14.

Scanned with OKEN Scanner

Anexa I

Precauții în manevrarea fasciculului laser

Precauția fundamentală față de radiația laser este de a nu permite radiației, care depășește un nivel de expunere (maxim admisibil), să vină în contact cu corpul. Nivelele de expunere maxime admisibile au fost definite în standarde de securitate laser, atît pentru ochi, cît și pentru piele, pentru diferite lungimi de undă și durate de expunere.

Măsurile de siguranță implică anumite bariere fizice cît și controlul manevrării fasciculului. Barierele fizice sînt constituite din materiale opace la lungimea de undă respectivă, care sînt așezate astfel încît fasciculul laser să nu iradieze corpul. Controlul manevrării cuprinde anumite etape care fac ca laserul să nu fie declanșat înainte ca drumul fasciculului să fie bine stabilit. Barierele fizice sînt mai potrivite într-o unitate de producție, unde utilizatorii pot fi mai puțin calificați în optică. În acest caz, întreaga instalație trebuie să fie închisă în așa fel ca să nu existe nici o posibilitate ca fasciculul să întîlnească o ființă umană. Controlul manevrării este mai adecvat acolo unde se fac măsurători, unde utilizatorii sînt mai calificați și unde o închidere rigidă a instalației ar fi incompatibilă cu experiențele ce se fac.

Cea mai folosită metodă pentru protecția ochilor este o barieră protectoare care să aibă o densitate optică în așa fel încît să reducă expunerea ochiului la un nivel la care nu mai este periculoasă. Bariera de siguranță laser pentru ochi este specificată prin valorile densității optice la lungimile de undă folosite. Densitatea optică (D.O.) este definită astfel :

$$\text{D.O.} = -\log_{10}\left(\frac{I}{I_0}\right),$$

unde I_0 este intensitatea incidentă iar I, intensitatea transmisă. Astfel D.O. = 3 înseamnă o atenuare de 10^3 ori.

Bariera de siguranță pentru ochi trebuie întrebuințată ori de cîte ori există posibilitatea expunerii la nivele deasupra celor maxime admisibile. La folosirea în industrie, cea mai bună regulă este de a nu permite vizualizarea directă a fasciculului, cel puțin pentru laseri pulsați și pentru laseri în continuu cu o putere peste un anumit prag.

Pentru laseri pulsați și pentru laseri în continuu de mare putere, drumul fasciculului trebuie stabilit în așa fel încît operatorul să nu-și poată expune ochii în fascicul și astfel încît să nu existe reflexii speculare ale fasciculului în afara zonei protejate. Bariera protectoare pentru ochi este necesară în cazurile în care iluminarea difuză se face la întîmplare și nu poate fi controlată (de exemplu pe piese reflectante aflate în mișcare).

Nu există nici un material care să asigure protecție eficientă pentru toate lungimile de undă laser și care să permită în același timp și o vedere eficientă. Există sticle protectoare laser, care sînt eficiente pentru un

Scanned with OKEN Scanner

laser cu o anumită lungime de undă, furnizate de anumite firme. Pe de altă parte, sticlele de protecţie obişnuite vor atenua considerabil fasciculul laser CO_2 dar există pericolul crăpării sticlei la putere mare.

Expunerea barierelor protectoare pentru ochi la puteri mari poate produce deteriorări prin topire, decolorare, crăpare. Punctul de deteriorare trebuie neapărat determinat evident înainte de folosirea instalaţiei laser.

Reflexia speculară poate fi la fel de periculoasă ca şi expunerea directă în fascicul. De aceea rămîn valabile aceleaşi reguli de precauţie.

Pentru reflexia difuză trebuie considerată expunerea retinei, deoarece pentru distanţe de ordinul dimensiunilor unei camere, densitatea de putere pe retină este independentă de distanţa faţă de spot. Aceasta se întîmplă deoarece densitatea de putere pe cornee descreşte cu distanţa faţă de suprafaţa ce reflectă difuz, dar suprafaţa spotului focal pe retină descreşte cu distanţa în aceeaşi proporţie. Aceasta face ca expunerea maximă admisibilă pe cornee să fie mult mai greu de precizat pentru reflexie difuză decît pentru iluminare directă sau reflexie speculară. Laserii de mare putere pot atinge uşor nivele la care reflexia pe o suprafaţă care reflectă difuz poate fi periculoasă.

Arderile pielii constituie tocmai o problemă deosebită pentru laserii de putere deşi, de exemplu, cei cu heliu-neon, sînt incapabili să producă arderea pielii. Laserii de mare putere folosiţi la prelucrarea metalelor produc într-adevăr arderi profunde, extrem de periculoase, dar asemenea instalaţii pot fi relativ uşor izolate. Cea mai eficientă măsură pentru un laser care poate constitui un pericol real pentru piele este de a separa complet fasciculul de om prin bariere fizice.

Este recomandabil să se lucreze cu laserii de mare putere în locuri închise cu acces restrîns. De asemenea, mai trebuie puse lumini de avertizare, care se aprind cînd laserul este declanşat, semnale de alarmă adecvate, semnale auditive cînd se consideră necesar, şi uşi închise la camera laser şi cu acces controlat la sursa de alimentare care, de obicei, este de mare voltaj.

Orice instalaţie laser trebuie să aibă un responsabil cu protecţia care să evalueze şi să controleze pericolele potenţiale ale instalaţiilor respective. Se recomandă de asemenea examinarea periodică a ochilor pentru personalul care lucrează cu laser.

În plus se recomandă instruirea personalului laser în vederea protecţiei. Pe plan mondial au fost dezvoltate norme şi cursuri pentru instruirea personalului din industrie.

Au fost propuse standarde pentru nivelele maxime admisibile de expunere la radiaţia laser care permit evaluarea riscurilor curente la care este expus experimentatorul. Aceste standarde ne dau nivelul sub care nu apar efecte vătămătoare.

Nivelele maxime admisibile pentru expunerea ochiului sînt specificate mai ales pe cornee şi nu pe retină, deoarece în practică este mult mai uşor să se măsoare puterea sau densitatea de energie pe cornee.

Un grup de măsuri de siguranţă trebuie să conţină mai multe aspecte privind :

1) definirea nivelelor maxime admisibile de expunere la radiaţia laser ;

2) clasificarea laserilor în clase conform gradului de pericol ;

3) definirea regulilor de protecţie pentru fiecare clasă.

Scanned with OKEN Scanner

În figura AI—1 sînt arătate cîteva nivele de Expunere Maximă Admisibilă (EMA) pentru ochi. Aceste valori EMA sînt exprimate ca valori medii pentru aperturile uzuale și sînt specificate pentru diferite intervale de lungimi de undă și diferite tipuri de expunere. Pentru expunere oculară la laseri în vizibil (0,4—0-7 μ_1m), apertura limită este de 7 mm; pentru alte lungimi de undă mai mici de 100 μm, apertura limită este de 1 mm. Curbele din figura 1 sînt relevante la o singură expunere pentru expunere oculară directă într-un fascicul colimat.

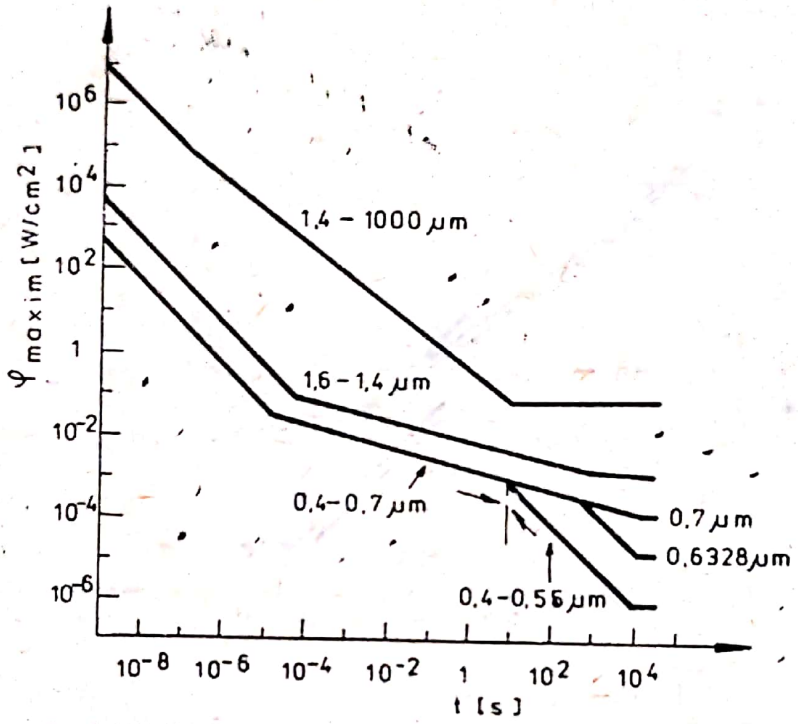


Fig. (AI-1). Expunerea maximă admisibilă (EMA) pentru ochi în funcție de durata expunerii.

Curbele din figura AI-1 definesc EMA pentru unii din cei mai întîlniți laseri. Pentru lungimi de undă între 0,7 și 1,06 μm, se poate explica un factor de multiplicare specificat, dependent de lungimea de undă, la EMA pentru 0,7 μm. Sînt specificate și alte valori ale EMA dependent de lungime de undă pentru ultraviolet ($< 0,4$ μm).

Pentru domeniul vizibil (0,4 — 0,7 μm), EMA este independent de lungimea de undă pentru durate de expuneri mai mici de 10 s. Sînt arătate cele două curbe limită (una pentru 0,7 μm și alta pentru 0,4—0,55 μm). Este arătat de asemenea un exemplu important: 0,6328 μm. Aceste valori reduse ale EMA pentru lungimi de undă mai scurte sînt influențate de rezultate indicînd posibile mecanisme fotochimice de distrugere a retinei.

Valorile EMA date în figura AI-1 se aplică strict la o singură expunere. Pentru laseri pulsați repetitiv, EMA se reduce cu un factor care descrește pe măsură ce rata de repetiție a pulsurilor crește. Valorile factorului sînt 100% la 1 pps, 31,6% la 10 Hz, 10% la 100 Hz și 6% la 1000 Hz.

Recomandarea pentru EMA a pielii la radiația laser este ilustrată în figura AI-2, în funcție de durata de expunere pentru diferite domenii de lungimi de undă. Valorile din ultraviolet sînt puternic dependente de lungimea de undă în intervalul 0,302 — 0,315 μm. În plus, expunerea totală în ultraviolet a corneei este restrînsă la mai puțin de 1 W/cm².

Scanned with OKEN Scanner

Valorile din figura AI-2 trebuie interpretate ca valori medii pe o anumită apertură limită, care este de 1 mm în domeniul 0,2 — 1 μm. Comparînd figurile 1 și 2, observăm că valorile EMA pentru piele și pentru cornee sînt aceleași pentru lungimile de undă mari (1,4 — 1000 μm).

Un al doilea aspect important este împărțirea laserilor în patru clase, după gradul de pericol, și anume:

Clasa I — Neglijabilă — emisie de putere sau energie la valori sub cele la care se cunoaște apariția de efecte periculoase.

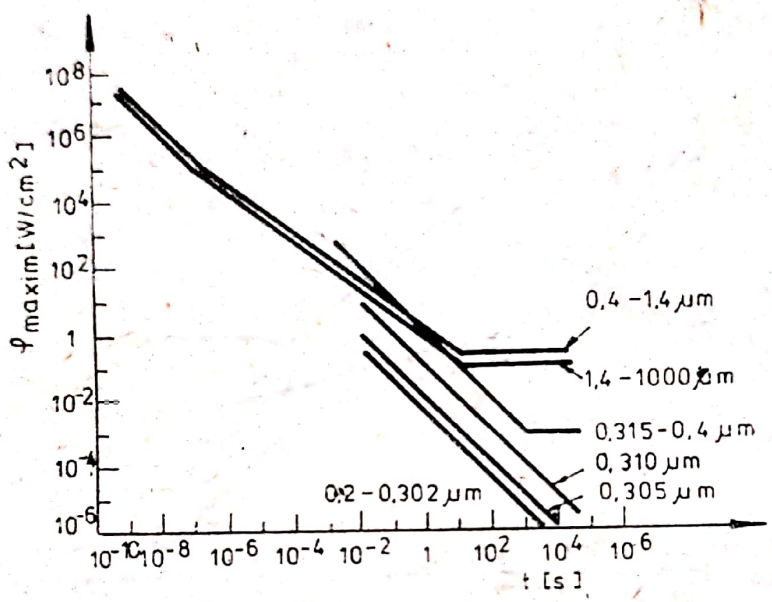


Fig. (AI-2). Expunerea maximă admisibilă (EMA) la fascicul laser cu lungimile de undă indicate, în funcție de durata expunerii.

Clasa II — Vizibilă de putere joasă — numai pentru laserii în continuu, vizibil.

Clasa III — Putere medie — emisie la valori la care pot apărea efecte periculoase la expunerea directă, dar pentru care reflexiile difuze nu sînt periculoase.

Clasa IV — Putere mare — emisie la nivele la care pot apărea efecte periculoase și la reflexia difuză.

Această clasificare implică faptul că, peste un anumit nivel, chiar și reflexiile difuze pot fi periculoase. Figura 3 arată valorile expunerii maxime la radiație a unei suprafețe ce reflectă difuz, care nu produc reflexii periculoase. Mulți din laserii folosiți azi în mod curent pot depăși valorile arătate în figură.

O clasificare exactă este complicată și depinde atît de lungimea de undă cît și de durata posibilă de expunere. În Tabelul 1 sînt date clasificări relevante pentru cîteva tipuri de laseri folosiți în mod curent.

Tabelul dă limita de sus pentru clasele I, II și III. În clasa I intră laserii a căror emisie limită este sub maximul pentru acea clasă. În clasele II și III intră laserii a căror emisie este deasupra limitei pentru clasa

Scanned with OKEN Scanner

precedentă și sub limita de sus pentru clasa respectivă. Laserii din clasa IV sînt aceia care depășesc limita de sus pentru clasa III. Pentru laserii în continuu (durate de emisie $> 0{,}25$ s) valorile sînt date în unități de putere.

Tabelul AI-1. Exemple de clasificare a laserilor uzuali

Laserul	Lungimea de undă (μm)	Limita superioară			
		Clasa I	Clasa II[a]	Clasa III[b]	Clasa IV
He-Ne (continuu)	0,6328	6,8 μW	1 mW	0,5 W	>0,5 W
Argon (continuu)	0,5145	0,4 μW	1 mW	0,5 W	>0,5 W
CO_2 (continuu)	10,6	0,8 mW	—	0,5 W	>0,5 W
CO_2 (TEA-puls de 100 ns)	10,6	80 μJ	—	10 J/cm²	>10 J/cm²
Nd : YAG(continuu)	1,064	0,2 mW	—	0,5 W	>0,5 W
Nd : YAG (regim declanșat, puls de 20 ns)	1,064	2 μJ	—	0,16 J/cm²	>0,16J/cm²

[a] Clasa II este semnificativă doar pentru laseri continui, în vizibil.

[b] Subclasa III-a este pentru laserii din clasa III cu ieșirea între o dată și de 5 ori limita inferioară a clasei III, prevăzînd de asemenea că nu este depășită expunerea maxim permisibilă adecvată pe apertura de limitare.

Pentru laserii pulsați, valorile sînt exprimate în unități fie de energie, fie de densitate de energie pe puls. Limitele în Tabelul 1 sînt pentru laseri pulsați și se referă la un singur puls. Pentru laserii pulsați repetitiv, trebuie ca și energia pe un singur puls și puterea medie să se situeze sub limita de sus pentru clasa în care este încadrat laserul.

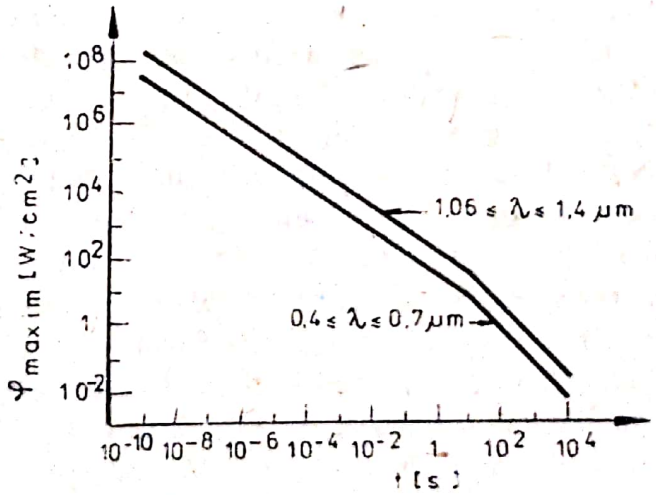


Fig. (AI-3). Nivelul maxim al densității de putere incidente pe o suprafață ce reflectă, difuz, funcție de durata expunerii.

Pentru fiecare clasă de laseri se impun măsuri specifice de control, conform gradului de pericol. Acestea sînt rezumate pe scurt în Tabelul 2.

Tabelul AI-2. Rezumatul măsurilor de precauție (valori orientative)

Clasa laserului	Numele	Măsuri de control
I	Nu are	Nici una
II	Putere joasă în vizibil	Etichete de avertizare
III	Putere medie	Măsuri specificate, cuprinzînd protecția ochilor, utilizarea numai în zonele controlate, etichete de avertizare, incinte ale fasciculului și pregătirea operatorului etc...
III-a	1—5 mW subclasa în undă continuă (u.c.)	Măsurile de mai sus pentru clasa III sînt orientative și nu obligatorii
IV	Putere mare	Măsurile specificate, pentru clasa III și în plus alte măsuri mai stricte privind protecția ochilor, controlul zonei și sisteme de avertizare, drumul fasciculului închis, manevrarea telecomandată, monitorizare și pornire asigurată.

Scanned with OKEN Scanner

Anexa II

Conversia între diferite sisteme de unități de măsură

Prezenta carte a fost scrisă consecvent în Sistemul internațional de unități de măsură (S.I.) folosindu-se uneori și multiplii sau submultiplii acestora, care în S.I. sînt, de fapt, puteri ale lui zece. Astfel fluxul de putere l-am exprimat în W/cm^2 (în loc de W/m^2) așa cum se folosește curent în literatura de specialitate, evident nici lungimea de undă n-am exprimat-o în metri, ci în microni ($1\mu m = 10^{-6}$ m) sau chiar în Ångstrom ($1Å = 10^{-10}$ m). Tabelele care urmează nu vor da echivalențele de acest fel, care se presupun cunoscute, ci echivalențele între diferite mărimi exprimate în diferite sisteme de măsură. De asemenea, ne vom rezuma numai la mărimile care au fost utilizate efectiv în carte, deci în particular la cele legate de mărimile din teoria căldurii. În ultimă instanță, lucrurile se clarifică mult dacă știm următorul lucru:

Energia (măsurată în S.I. în Joule) se mai exprimă și într-o unitate „tradițională": caloria. Odată cunoscută echivalența 1 cal = 4, 187 J, mărimile derivate se formează obișnuit cu ajutorul sistemului internațional. De exemplu conductivitatea termică k se va exprima în cal s^{-1} cm^{-1} K^{-1}. Mai multe complicații aduce unitatea de energie Btu (de la „British Thermal Unit), care se „articulează" cu celelalte unități de mărime folosite în țările anglosaxone. Din capul locului trebuie să eliminăm o confuzie posibilă: în sistemul Btu unitatea de energie se numește chiar Btu (= 0,9478 kJ). De aceea k se va măsura de obicei în Btu h^{-1} ft^{-1} $(deg\ F)^{-1}$ sau Btu h^{-1} in^{-1} $(deg\ F)^{-1}$ unde ft sau in sînt unitățile de măsură pentru lungime (și între care nu este un raport putere a lui 10 ci 12 in = 1 ft), deg F este gradul Farenheit, iar h ora (în acest caz unitatea de măsură a lui k în Btu preferă ora și nu secunda). Lucrurile în Btu se complică încă și mai mult pentru că se mai folosește și o unitate în care în definiția lui k înmulțim numărătorul și numitorul ci o lungime, iar apoi folosim în aceeași formulă o unitate de măsură la numărător și o alta la numitor. Adică vom măsura pe k în Btu in h^{-1} ft^{-2} $(deg\ F)^{-1} = 1/12$ Btu h^{-1} ft^{-1} $(deg\ F)^{-1}$. Avînd în vedere că în sistemul Btu se utilizează în afară de secundă, ora și minutul (min) și că 1 yd = 3ft = 36 in, cititorul răbdător își va putea construi încă multe unități de măsură pentru k avînd eventual surpriza să le găsească chiar folosite.

Scanned with OKEN Scanner

1) Unități de măsură pentru lungime

	m	mm	μm	nm	Å	in	ft	yd
m	1	10^3	10^6	10^9	10^{10}	39,370	3,280	1,093
mm	10^{-3}	1	10^3	10^6	10^7	$39,370 \cdot 10^{-3}$	$3,280 \cdot 10^{-3}$	$1,093 \cdot 10^{-3}$
μm	10^{-6}	10^{-3}	1	10^3	10^4	$39,370 \cdot 10^{-6}$	$3,280 \cdot 10^{-6}$	$1,093 \cdot 10^{-6}$
nm	10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	1	10	$39,370 \cdot 10^{-9}$	$3,280 \cdot 10^{-9}$	$1,093 \cdot 10^{-9}$
Å	10^{-10}	10^{-7}	10^{-4}	10^{-1}	1	$39,370 \cdot 10^{-10}$	$3,280 \cdot 10^{-10}$	$1,093 \cdot 10^{-10}$
in	$2,54 \cdot 10^{-2}$	$2,54 \cdot 10^1$	$2,54 \cdot 10^4$	$2,54 \cdot 10^7$	$2,54 \cdot 10^8$	1	0,0833	0,027
ft	$3,048 \cdot 10^{-1}$	$3,048 \cdot 10^2$	$3,048 \cdot 10^5$	$3,048 \cdot 10^8$	$3,041,10^9$	12	1	0,333
yd	$9,144 \cdot 10^{-1}$	$9,144 \cdot 10^2$	$9,144 \cdot 10^5$	$9,144 \cdot 10^8$	$9,144 \cdot 10^9$	36	3	1

mm — milimetru ; um (sau simplu u) — micrometru (sau simplu micron) ; nm — nanometru ; in — inch ; ft — foot (pl. feet) ; yd — yard.

2) Unități de măsură pentru suprafață

	m^2	mm^2	μm^2	nm^2	$Å^2$	in^2	ft^2	yd^2
m^2	1	10^6	10^{12}	10^{18}	10^{20}	1550	10,763	1,196
mm^2	10^{-6}	1	10^6	10^{12}	10^{14}	$1550 \cdot 10^{-6}$	$10,763 \cdot 10^{-6}$	$1,196 \cdot 10^{-6}$
μm^2	10^{-12}	10^{-6}	1	10^6	10^8	$1550 \cdot 10^{-12}$	$10,763 \cdot 10^{-12}$	$1,196 \cdot 10^{-12}$
nm^2	10^{-18}	10^{-12}	10^{-6}	1	10^2	$1550 \cdot 10^{-18}$	$10,763 \cdot 10^{-18}$	$1,196 \cdot 10^{-18}$
$Å^2$	10^{-20}	10^{-14}	10^{-8}	10^{-2}		$1550 \cdot 10^{-20}$	$10,763 \cdot 10^{-20}$	$1,196 \cdot 10^{-20}$
in^2	$6,451 \cdot 10^{-4}$	$6,451 \cdot 10^2$	$6,451 \cdot 10^8$	$6,451 \cdot 10^{14}$	$6,451 \cdot 10^{16}$	1	6,944	$7,716 \cdot 10^{-4}$
ft^2	$9,29 \cdot 10^{-2}$	$9,29 \cdot 10^4$	$9,29 \cdot 10^{10}$	$9,29 \cdot 10^{16}$	$9,29 \cdot 10^{18}$	144	1	0,111
yd^2	$8,361 \cdot 10^{-1}$	$8,361 \cdot 10^5$	$8,361 \cdot 10^{11}$	$8,361 \cdot 10^{17}$	$8,361 \cdot 10^{19}$	1296	9	1

Scanned with OKEN Scanner

3) Unități de măsură pentru volum

	m^3	mm^3	μm^3	nm^3	$Å^3$	in^3	ft^3	yd^3
m^3	1	10^9	10^{18}	10^{27}	10^{30}	61023,7	35,314	1,307
mm^3	10^{-9}	1	10^9	10^{18}	10^{21}	$61023,7.10^{-9}$	$35,314.10^{-9}$	$1,307.10^{-9}$
μm^3	10^{-18}	10^{-9}	1	10^9	10^{12}	$61023,7.10^{-18}$	$35,314.10^{-18}$	$1,307.10^{-18}$
nm^3	10^{-27}	10^{-18}	10^{-9}	1	10^3	$61023,7.10^{-27}$	$35,314.10^{-27}$	$1,307.10^{-30}$
$Å^3$	10^{-30}	10^{-21}	10^{-12}	10^{-3}	1	$61023,7.10^{-30}$	$35,314.10^{-30}$	$1,307.10^{-30}$
in^3	$16,387.10^{-6}$	$16,387.10^3$	$16,387.10^{12}$	$16,387.10^{21}$	$16,387.10^{24}$	1	$5,787.10^{-4}$	$2,143.10^{-5}$
ft^3	$28,317.10^{-3}$	$28,317.10^6$	$28,317.10^{15}$	$28,317.10^{24}$	$28,317.10^{27}$	1728	1	0,037
yd^3	$764,55.10^{-3}$	$764,55.10^6$	$764,55.10^{15}$	$764,552.10^{24}$	$764,55.10^{27}$	46656	27	1

Scanned with OKEN Scanner

4) Unităţi de măsură pentru masă

	kg	g	mg	μg	lb
kg	1	10^3	10^6	10^9	2,204
g	10^{-3}	1	10^3	10^6	$2,204\times10^{-3}$
mg	10^{-6}	10^{-3}	1	10^3	$2,204\times10^{-6}$
μg	10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	1	$2,204\times10^{-9}$
lb	$4,535\times10^{-1}$	$4,535\times10^2$	$4,535\times10^5$	$4,535\times10^8$	1

5) Unităţi de măsură pentru densitate

	kg/m³	kg/dm³(kg/l)	g/m³	g/dm³	g/mm³	lb/in³	lb/ft³
kg/m³	1	10^{-3}	10^3	1	10^{-6}	$3,612\times10^{-5}$	$6,242\times10^{-2}$
kg/dm³	10^3	1	10^6	10^3	10^{-3}	$3,612\times10^{-2}$	$6,242\times10^1$
g/m³	10^{-3}	10^{-6}	1	10^{-3}	10^{-9}	$3,612\times10^{-8}$	$6,242\times10^{-5}$
g/dm²	1	10^{-3}	10^3	1	10^{-6}	$3,612\times10^{-5}$	$6,242\times10^{-2}$
g/mm³	10^6	10^3	10^9	10^6	1	$3,612\times10^1$	$6,242\times10^4$
lb/in³	$2,768\cdot10^4$	$2,768\times10^1$	$2,768\times10^7$	$2,768\times10^4$	$2,768\times10^{-2}$	1	1728
lb/ft³	16,018	$16,018\times10^{-3}$	$16,018\times10^3$	16,018	$16,018\times10^{-6}$	$5,787\times10^{-4}$	1

Scanned with OKEN Scanner

6) Unități de măsură pentru energie

	J	Wh	kWh	Cal	eV	ftlbf	Btu
J	1	$2,777\times10^{-4}$	$2,777\times10^{-7}$	$2,388\times10^{-1}$	$6,242\times10^{18}$	$7,375\times10^{-1}$	$9,478\times10^{-4}$
Wh	3600	1	10^{-3}	859,845	$2,247\times10^{22}$	$2,655\times10^{3}$	$3412,14\times10^{-3}$
kWh	3600×10^{3}	10^{3}	1	$859,845\times10^{3}$	$2,247\times10^{25}$	$2,655\times10^{6}$	3412,14
Cal	4,18	$4,18\times10^{-3}$	$4,18\times10^{-6}$	1	$2,614\times10^{19}$	$3088,03\times10^{-3}$	$3,968\times10^{-3}$
eV	$1,602\times10^{-19}$	$4,45\times10^{-23}$	$4,45\times10^{-26}$	$3,826\times10^{-20}$	1	$1,181\times10^{-19}$	$1,518\times10^{-22}$
ftlbf	1,355	$3,766\times10^{-4}$	$3,766\times10^{-7}$	$3,238\times10^{-1}$	$8,463\times10^{18}$	1	$1,285\times10^{-3}$
Btu	$1,055\times10^{3}$	$2,930\times10^{-1}$	$2,930\times10^{-4}$	$2,519\times10^{2}$	$6,585\times10^{21}$	778,169	1

7) Unități de măsură pentru putere

	W	cal/s	kcal/h	ftlbf/min	ftlbf/s	Btu/h
W	1	$2,388\times10^{-1}$	$859,845\times10^{-3}$	$4,425\times10^{1}$	$7,375\times10^{-1}$	3,412
cal/s	4,186	1	3,6	185,281	3,088	14,286
kcal/s	1,166	0,277	1	51,467	0,857	3,968
ftlbf/min	$2,259\times10^{-2}$	$5,397\times10^{-3}$	0,019	1	$1,66\times10^{-2}$	$7,710\times10^{-3}$
ftlbf/s	1,355	0,324	1,166	60	1	4,626
Btu/h	$2,930\times10^{-1}$	0,0699	0,252	12,969	0,216	1

Scanned with OKEN Scanner

8) Unităţi de măsură pentru conductivitatea termică

	W/mK	W/cmK	kcal/hmK	cal/scmK	Btuin/ft²hdegF	Btu/fthdegF	Btu/inhdegF
W/mK	1	10^{-2}	$85,984 \times 10^{-2}$	$2,388 \times 10^{-3}$	$693,347 \times 10^{-2}$	$57,778 \times 10^{-2}$	$4,815 \times 10^{-3}$
W/cmK	10^{2}	1	85,984	$2,388 \times 10^{-1}$	693,347	57,778	4,815
kcal/hmK	1,163	$1,163 \times 10^{-2}$	1	$2,777 \times 10^{-3}$	8,063	0,672	0,056
cal/scmK	$4,186 \times 10^{2}$	4,186	360	1	2902,91	241,909	20,159
Btuin/ft² × h degF	$1,442 \times 10^{-1}$	$1,442 \times 10^{-3}$	0,124	$3,444 \times 10^{-4}$	1	0,0833	$6,944 \times 10^{-3}$
Btu/fthdegF	1,730	$1,730 \times 10^{-2}$	1,488	$4,133 \times 10^{-3}$	12	1	0,0833
Btu/inhdegF	$2,076 \times 10^{1}$	$2,077 \times 10^{-1}$	17,858	$4,960 \times 10^{-2}$	144	12	1

Scanned with OKEN Scanner

9) **Unităţi de măsură pentru căldura masică (specifică)**

	J/kgK	kJ/kgK	Cal/kgK	kcal/kgK	cal/gK	Wh/kgK
J/kgK	1	10^{-3}	$2,388 \times 10^{-1}$	$2,388 \times 10^{-4}$	$2,388 \times 10^{-4}$	$2,777 \times 10^{-4}$
kJ/kgK	10^{3}	1	$2,388 \times 10^{2}$	$2,388 \times 10^{-1}$	$2,388 \times 10^{-1}$	$2,777 \times 10^{-1}$
cal/kgK	4,186	$4,186 \times 10^{-3}$	1	10^{-3}	10^{-3}	$1,163 \times 10^{-3}$
kcal/kgK	$4,186 \times 10^{3}$	4,186	10^{3}	1	1	1,163
cal/gK	$4,186 \times 10^{3}$	4,186	10^{3}	1	1	1,163
Wh/kgK	3600	3600×10^{-3}	859,845	$859,845 \times 10^{-3}$	$859,845 \times 10^{-3}$	1
kWh/kgK	3600×10^{3}	3 600	$859,845 \times 10^{3}$	859,845	859,845	10^{3}
J/lkmolK	1/M	10^{-3}/M	$2,388 \times 10^{-1}$/M	$2,388 \times 10^{-4}$/M	$2,388 \times 10^{-4}$/M	$2,777 \times 10^{-4}$/M
kJ/kmolK	10^{3}/M	1/M	$2,388 \times 10^{2}$/M	$2,388 \times 10^{-1}$/M	$2,388 \times 10^{-1}$/M	$2,777 \times 10^{-1}$/M
cal/kmolK	4,186/M	$4,186 \times 10^{3}$/M	1/M	10^{-3}/M	10^{-3}/M	$1,163 \times 10^{-3}$/M
kcal/kmolK	$4,186 \times 10^{3}$/M	4,186/M	10^{3}/M	1/M	1/M	1,163/M

Scanned with OKEN Scanner

continuare

	kWh/kgK	J/kmolK	kJ/kmolK	cal/kmolK	k cal/kmolK
J/kgK	$2,777 \times 10^{-7}$	M	$M \times 10^{-3}$	$2,388 \times 10^{-1} \times M$	$2,388 \times 10^{-4} \times M$
kJ/kgK	$2,777 \times 10^{-4}$	$M \times 10^{3}$	M	$2,388 \times 10^{2} \times M$	$2,388 \times 10^{-1} \times M$
cal/kgK	$1,163 \times 10^{-6}$	$4,186 \times M$	$4,186 \times 10^{-3} \times M$	M	10^{-3} M
kcal/kgK	$1,163 \times 10^{-3}$	$4,186 \times 10^{3} \times M$	$4,186 \times M$	$10^{3} \times M$	M
cal/gK	$1,163 \times 10^{-3}$	$4,186 \times 10^{3} \times M$	$4,186 \times M$	$10^{3} \times M$	M
Wh/kgK	10^{-3}	$3\,600 \times M$	$3\,600 \times 10^{-3} \times M$	$859,845 \times M$	$859,845 \times 10^{-3} \times M$
kW h/kgK	1	$3\,600 \times 10^{3} \times M$	$3\,600 \times M$	$859,845 \times 10^{3} \times M$	$859,845 \times M$
J/kmolK	$2,777 \times 10^{-7}/M$	1	10^{-3}	$2,388 \times 10^{-1}$	$2,388 \times 10^{-4}$
kJ/kmolK	$2,777 \times 10^{-4}/M$	10^{3}	1	$2,388 \times 10^{2}$	$2,388 \times 10^{-1}$
cal/kmolK	$1,163 \times 10^{-6}/M$	$4,186 \times 10^{-3}$	$4,186 \times 10^{-3}$	1	10^{-3}
kcal/kmolK	$1,163 \times 10^{-3}/M$	4,186	4,186	10^{3}	1

Scanned with OKEN Scanner

10. Unităţi de măsură pentru energia totală radiată

	W/m^2K^4	kW/m^2K^4	W/cm^2K^4	$kcal/m^2hK^4$	cal/cm^2sK^4	Btu/ft^2hdegF^4
W/m^2K^4	1	10^{-3}	10^{-4}	$8,598\times10^{-1}$	$2,388\times10^{-5}$	$3,020\times10^{-2}$
kW/m^2K^4	10^3	1	10^{-1}	$8,598\times10^2$	$2,388\times10^{-2}$	$3,020\times10^1$
W/cm^2K^4	10^4	10^1	1	$8,598\times10^3$	$2,388\times10^{-1}$	$3,020\times10^2$
$kcal/m^2hK^4$	1,163	$1,163\times10^{-3}$	$1,163\times10^{-4}$	1	$2,777\times10^{-5}$	$3,512\times10^{-2}$
cal/cm^2sK^4	$4,186\times10^4$	$4,186\times10^1$	4,186	3 600	1	$1,264\times10^3$
Btu/ft^2hdegF^4	$3,311\times10^1$	$3,311\times10^{-2}$	$3,311\times10^{-3}$	28,49	$7,908\times10^{-4}$	1

11. Echivalenţa de diferite scări a unui grad de temperatură

Scara de temperatură	Simbol	K	C	F*
Kelvin K	K	1	1	9/5
Celsius C	C	1	1	9/5
Fahrenheit F	F	5/9	5/9	1

* notat uneori şi deg *F*.

Scanned with OKEN Scanner

12. Relații de transformare ale temperaturilor exprimate în diferite scări

	T [K]	t_c[C]	t_f[F]
T [K]	T	$T - 273,15$	$\frac{9}{5}(T-273,15)+32$
t_c[C]	$t_c + 273,15$	t_c	$\frac{9}{4}t_c + 32$
t_f[F]	$\frac{5}{9}(t_F-32)+273,15$	$\frac{5}{9}(t_F - 32)$	t_F

Scanned with OKEN Scanner

Tabel cu funcția erorilor, derivatele și integralele sale

x	erf x	erfc x	2 ierfc x	4 i²erfc x	$2\pi^{-\frac{1}{2}}\ e^{-x^2}$
0	0	1,0	1,1284	1,0	1,1284
0,05	0,0564	0,9436	1,0312	0,8921	1,1256
0,10	0,1125	0,8875	0,9396	0,7936	1,1172
0,15	0,1680	0,8320	0,8537	0,7040	1,1033
0,20	0,2227	0,7773	0,7732	0,6227	1,0841
0,25	0,2763	0,7237	0,6982	0,5491	1,0600
0,30	0,3286	0,6714	0,6284	0,4828	1,0313
0,35	0,3794	0,6206	0,5639	0,4233	0,9983
0,40	0,4284	0,5716	0,5043	0,3699	0,9615
0,45	0,4755	0,5245	0,4495	0,3223	0,9215
0,50	0,5205	0,4795	0,3993	0,2799	0,8788
0,55	0,5633	0,4367	0,3535	0,2423	0,8338
0,60	0,6039	0,3961	0,3119	0,2090	0,7872
0,65	0,6420	0,3580	0,2742	0,1798	0,7395
0,70	0,6778	0,3222	0,2402	0,1541	0,6913
0,75	0,7112	0,2888	0,2097	0,1316	0,6429
0,80	0,7421	0,2579	0,1823	0,1120	0,5950
0,85	0,7707	0,2293	0,1580	0,0950	0,5479
0,90	0,7969	0,2031	0,1364	0,0803	0,5020
0,95	0,8209	0,1791	0,1173	0,0677	0,4576
1,0	0,8427	0,1573	0,1005	0,0568	0,4151
1,1	0,8802	0,1198	0,0729	0,0396	0,3366
1,2	0,9103	0,0897	0,0521	0,0272	0,2673
1,3	0,9340	0,0660	0,0366	0,0184	0,2082
1,4	0,9523	0,0477	0,0253	0,0122	0,1589
1,5	0,9661	0,0339	0,0172	0,0080	0,1189
1,6	0,9763	0,0237	0,0115	0,0052	0,0872
1,7	0,9838	0,0162	0,0076	0,0033	0,0627
1,8	0,9891	0,0109	0,0049	0,0021	0,0442
1,9	0,9928	0,0072	0,0031	0,0013	0,0305
2,0	0,9953	0,0047	0,0020	0,0008	0,0207
2,1	0,9970	0,0030	0,0012	0,0005	0,0137
2,2	0,9981	0,0019	0,0007	0,0003	0,0089
2,3	0,9989	0,0011	0,0004	0,0002	0,0057
2,4	0,9993	0,0007	0,0002	0,0001	0,0036
2,5	0,9996	0,0004	0,0001	—	0,0022
2,6	0,9998	0,0002	0,0001	—	0,0013
2,7	0,9999	0,0001	—	—	0,0008
2,8	0,9999	0,0001	—	—	0,0004
2,9	0,9999	0,0001	—	—	0,0003
3,0	0,9999	0,0001	—	—	0,0001

Scanned with OKEN Scanner

Bibliografie

CAPITOLUL I

1. Maitland, A., Dunn M. H., *Laser Physics*, Ed. North-Holland Publishing, Company, Amsterdam, 1969.
2. Popescu, I. M., Vasiliu, V., Drăgănescu, V., *Laserii şi unele aplicaţii în ştiinţă şi tehnică*, Ed. MICM, Centrul pentru documentare tehnică şi publicaţii, Bucureşti, 1969.
3. Velculescu, V. G., *Despre laseri* în *Probleme actuale de fizică*, vol. 1, Ed. didactică şi pedagogică, Bucureşti, 1969.
4. Röss, D., *Lasers*, Academic Press, Londra—New York, 1973.
5. Duţu, D. *Laserul — lumina viitorului*, Edit. Albatros. Bucureşti, 1980.
6. Dumitraş, D. C., *Laseri cu gaz*, Ed. Academiei R.S.R., Bucureşti, 1982.
7. Ionescu-Pallas, N. I., Velculescu, V. G., *Inverted population in gaseaus media*, Revue Roumaine de Physique, *9*, 623 (1964).
8. Berjot, M., Gazengel, J., Velculescu, V. G., C.R. Acad. Sci. Paris, 2638, 1393 (1966).
9. Velculescu, V.G., *Laserii—principiile operaţionale şi tipuri de laseri*, Progresele ştiinţei *2*, 225 (1966).
10. Velculescu, V. G., *Probleme asupra inversiei de populaţie ale nivelelor atomice*, St. Cerc. Fiz., *20*, 273 (1968).
11. Bârlogeanu, Maria, Berenyi, C., Velculescu, V.G., *Laser cu He — Ne la 3.39 μm*, St. Cerc. Fiz., *22*, 235 (1970).
12. Berenyi, C., Bârlogeanu, Maria, Velculescu, V. G., *Influenţa impurităţilor gazoase asupra liniei laser de 3,39 μm în He—Ne*, St. Cerc. Fiz., *22*, 235 (1970).
13. Lengyel, B. A., *Introduction in laser physics*, John Wiley and Sons Inc., New York, 1966.
14. Vasiliu, V., *Contribuţii la studiul emisiei stimulate în amestec He—Ne*, St. Cerc. Fiz., *23*, 637 (1971).
15. Popescu, M. I., şi colab. *Aplicaţiile laserilor* Ed. Tehnică, Bucureşti 1979.

CAPITOLUL II

1. Duley, W., *CO_2 lasers. Effects and applications.* Acad. Press 1976.
2. Robert. J., Pressley, *Handbook of Lasers with selected Data on Optical Technology*, The Chemical Rubber Co., 1971.
3. Drăgănescu V., Axinte C., Farcaş, I., Guţu, I., Nemeş, G., *Construcţia de maşini*, *36* (1984), *10*.
4. Agârbiceanu, I., Agafiţei, A., Blănaru, L., Drăgănescu, V., Popescu, I. M., Vasiliu, V., *a construction d'un laser à CO_2*. Rev. Roum. Phys., *13*, 175 (1968).
5. Berenyi, C., Bârlogeanu, Maria, Velculescu, V.G., *On the achievement of a laser with ionised argon*, Rev. Roum. Phys., *13*, 735 (1968).
6. Berenyi, C., Bârlogeanu, Maria, Velculescu, V. G., *Continuous wave high power CO_2 laser*, Rev. Roum. Phys., *13*, 189 (1968).
7. Nemeş, G., Vlad, I.V., *Laser effect in noodymium glass*. Rev. Roum. Phys., *14*, 395 (1969).
8. Drăgănescu, V., Axinte, C., Comaniciu, N., Duţu, D., *Laser cu CO_2 de mare putere*. St. Cerc. Fiz., *24*, 389 (1972).
9. Ciura, Al., Cojocaru, Eva, Grigoriu, C., Popescu, I.M., Velculescu, V.G., *CO_2 TEA laser with high output pulses*, Rev. Roum. Phys., *17*, 399 (1972).
10. Agafiţei, A., Fenic, C., Isbăşescu, M., Zisu, A., *Q-switched Nd :-glass laser*, Rev. Roum. Phys., *17*, 1001 (1972).
11. Chiş, I., Ciura, Al., Cojocaru, Eva., Grigoriu, C., Julea, T., Popescu, I. M., Velculescu, V. G., *Măsurători parametrice asupra unui laser CO_2 TEA cu electrozi cu profil Rogowsky*, St. Cerc. Fiz., *25*, 875 (1973).
12. Grigoriu, C., Brinkschulte, H., *High efficency CO_2-TEA Laser*, Phys. Lett., *42* A, 347 (1973).
13. Velculescu, V. G., Udrea, M. V., *On the dynamics of the CO_2-TEA laser*, Rev. Roum. Phys., *18*, 1177 (1973).

Scanned with OKEN Scanner

14. Drăgănescu, V., Comaniciu, N., Guțu, I., Farcaș, I., *A theoretical description of the gas transport electrically excited CO_2—N He*, Rev. Roum. Phys., 899 (1974).
15. Guțu, I., Ivanov, I., Medianu, R., Georgescu, Gl., *Construction and operation of an argon (Krypton) ion laser*, Rev. Roum. Phys., 20, 351 (1975).
16. Dumitraș, D. C., Duțu, D. C. A., Drăgănescu, V., Comaniciu, N., *The current dependence of the optimum hydrogen pressure in sealed-off CO_2 lasers*, Rev. Roum. Phys., *21*, 275 (1976).
17. Dumitraș, D. C., Duțu, D. C. A., Comaniciu, N., Drăgănescu, V., *Sealed-off CO_2 lasers*, Rev. Roum. Phys., *21*, 559 (1976).
18. Axinte, C., Comaniciu, N., Farcaș, I., Guțu, I., *Laser cu CO_2 în undă continuă de înaltă putere excitați electric*, St. Cerc. Fiz., *29*, 37 (1977).
19. Guțu, I., Comaniciu, N., Drăgănescu, V., Axinte, C., Farcaș, I., *Gas transport CO_2 laser with cylindrical geometry*, Rev. Roum-Phys., *23*, 447 (1978).
20. Grigoriu, C., *Rolul aditivilor în laserul cu CO_2 TE*, St. Cer. Fiz., *32*, 587 (1980).
21. Guțu, I., Comaniciu, N., Drăgănescu, V., Axinte, C., *Caracteristicile descărcării electrice și puterii extrase în laserii cu CO_2 cu transport de gaz*, St. Cerc. Fiz., *32*, 101 (1980).
22. Chiș, I., Ciura, Al., Drăgănescu, V., Drăgulescu, Gh., Grigoriu, C., Udrea, Elena, Udrea, M., Velculescu, V.G., *Operation of on electron beam controlled discharge CO_2 TEA laser*, Rev. Roum. Phys., *26*, 115 (1981).
23. Axinte, C., Farcaș, I., Guțu, I., Drăgănescu, V., *Laseri cu CO_2 fără circulație de gaz*, St. Cerc. Fiz., *33*, 507 (1981).
24. Drăgănescu, V., Isbășescu, M., Udrea, Elena, Velculescu, V. G., *A simple model for the plasma mirror laser*, Rev. Roum. Phys., *26*, 553 (1981).
25. Guțu, I., Dumitraș, D.C., Medianu, R., Comaniciu, N., Drăgănescu, V., *Gas transport CO_2 laser operating characteristics*, Rev. Roum. Phys., *27*, 587 (1982).
26. Drăgănescu, V., Agafiței, A., Apostol, D., Băjeu, G., Farcaș, Ana, Fenic, C., Herișanu, N., Isbășescu, M., Medianu, R., Stratan, A., *The laser with plasma mirror GILAS : Nd*, Rev. Roum. Phys., *27*, 629 (1982).
27. Drăgănescu, V., *Realizări și perspective în laseri și aparate cu radiații*, St. Cerc. Fiz. 34, 480 (1982).
28. Ciura, Al., Drăgănescu, V., Grigoriu, C., Udrea, Elena, Udrea V.M., Velculescu, V. G., Kuzmin, G. P., *Electron beam intensity distribution in ghigh power e-beam controlled discharge CO_2-TEA lasers*, Rev. Roum. Phys., *27*, 599 (1982).
29. Drăgănescu, V., *Twenty years of laser researches in Romania*, Rev. Roum. Phys., *27*, 529 (1982).
30. Ursu, I., Drăgănescu, V., Isbășescu, M., Udrea, Elena, Velculescu, V. G., Prokhorov, A. M., Fedorov, V. B., Fomenkov, I. V., Malkov, A. N., Spiridonov, V. A., *Smooth and giant pulse generation in a Nd : glass laser with plasma mirror*, Optical and Quantum Electronics (în curs de publicare).

CAPITOLUL III

1. Saunders, R., Shiner, W., Couklin T., Bennett, D., Thomas, G., Bellies, J., *Lasers operation, equipment, application and design*, Mc. Graw-Hill, 1980.
2. Ready J. F., *Effects of high power laser radiation*, Academic Press, New York, Londra, 1971.
3. Ursu, I., Apostol, Ileana, Bărbulescu, Doina, Mihăilescu, I. N., Mihaela, Moldovan, Prokhorov, A. M., Ageev, V. P., Gorbunov, A. A., Konov, V. I., *The vaporization of a metallic target by a microsecond TE CO_2 laser radiation*. Opt. Commun., *39*, 180 (1981).
4. Ursu, I. Mihăilescu, I.N., Nistor, Leona, Teodorescu, V. S., Prokhorov, A. M., Chapliev, V. I., Konov, V. I., Ralchenco, V. G., Tokarev, V. N., *A study of the compounds which are induced by the metallic targets surface under the action of a pulsed laser plasmatron*, Appl. Phys., *A29*, 209 (1982).
5. Ursu, I., Apostol, Ileana, Bărbulescu, Doina, Lupei, V., Mihăilescu, I. N., Popa, A., Prokhorov, A. M., Chapliev, N. I., Konov, V. I., *On the influence of surface condition on air plasma formation near metals irradiated by microsecond TE-CO_2 laser pulses*, Opt. Commun., *44*, 332 (1982).
6. Ursu, I., Apostol, Ileana Bărbulescu, Doina, Dinescu, Maria, Drăgănescu, V., Mihăilescu, I. N., Moldovan, Mihaela, Tatu, V.S., Prokhorov, A.M., Ageev, V. P., Konov, V. I., Tokarev, V. N., *On the anomalous behaviour of aluminium subjected to microsecond pulsed TE-CO_2 laser radiation in vacuum*, Rev. Roum. Phys., *27*, 54 (1982).
7. Ursu, I., Apostol, Ileana, Bărbulescu, Doina, Dinescu, Maria, Hening, Al., Mihăilescu, I. N., Stoica, Mihaela, Prokhorov, A. M., Ageev, V. P., Konov, V. I., Tokarev, V. N., *On the anomalous behaviour of aluminium subjected to microsecond pulsed TE-CO_2 laser radiation in vacuum*, J. Appl. Phys., *53*, 1543 (1982).

Scanned with OKEN Scanner

8. Ursu, I., Apostol, Ileana, Mihăilescu, N. I., Nistor, Leona, Teodorescu, V. S. Prokhorov, A. M., Konov, V. I., Chapliev, N. I. *Surface phenomena induced on metals by powerful CO_2 laser radiation*, In *Surface Studies with Lasers*. Eds. Aussenegg F. R., Leither, A., Lippitsch, M. E., Springer Series in Chemical Physics, vol. 33, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, N. Y., Tokyo, 1983, 234.
9. Ursu, I., Nistor, Leona, Teodorescu, V. S., Mihăilescu, I. N., Nanu, L., Prokhorov, A. M., Chapliev, N. I., Konov, V. I., *Early oxidation of copper during CW CO_2 laser radiation*, Applied Physics Letters, *44*, (2), 188 (1984).
10. Ursu, I., Apostol, Ileana, Dinescu, Maria, Mihăilescu, I. N., Popa, Al., Prokhorov, A. M., Konov, V. I., Chapliev, N. I., *Elektron-microscopy investigations of the damage of aluminium mirrors as a result of repeated powerful microsecond pulsed TEA-CO_2 laser irradiation in air*, Applied Physics *A 34*, 133 (1984).
11. Ursu, I., Nistor, Leona, Teodorescu, V. S., Mihăilescu, I. N., Apostol, Ileana, Nanu, L., Prokhorov, A. M., Chapliev, N. I., Konov, V. I., Tokarev, V. N., Ralchenko, V. G., *Continuous-wave laser oxidation of copper* In *Industrial Applications of Laser Technology* Proc. SPIE The International Society for Optical Engineering, pag. 398 (1983).
12. Ursu, I., Nanu, L., Mihăilescu, I. N., Nistor, Leona C., Teodorescu, V. S., Prokhorov, A. M., Konov, V. I., Chapliev, N. I., *On the theoretical description of the early oxidation stages of copper by cw CO_2 laser irradiation*, J. Physique Lett., *45*, L-737-L-740 (1984).
13. I.F.T.A.R. Secția Laseri, *Catalog de produse*, Comitetul de Stat pentru Energia Nucleară, Institutul Central de Fizică, București, Măgurele, 1981.
14. Axinte, C., Farcaș, I., *Radiometrul laser IR-100*, St. Cerc. Fiz., *33*, 499 (1981).
15. Tomulescu, R., Velculescu, V. G., *On thermal lesing in laser window materials*, Rev. Roum. Phys., *22*, 461 (1977).
16. Vasiliu, V., Mariș, Zinca, Ristici, M., *Watt-metru laser 633 nm*, St. Cerc. Fiz., *36*, 538 (1984)

CAPITOLUL IV ȘI V

1. Tihonov, A. N., Samarski A. A., *Ecuațiile Fizicii matematice*, Ed. tehnică, 1956.
2. Carlsaw, H. S., Jaeger, J. C., *Conduction of heat in solids*, Oxford University Press, London 1968.
3. Luikov, A. V., *Analytical Heat Diffusion Theory*, Academic Press, New York, 1968.
4. Tung-Po, *IBM Journal of research and development*, **II**, *5*, septembrie (1967).
5. Brugger, K., Journal of Applied Physics, **43** (1972), *2*, 577.
6. *Laser Handbook* edited by F. T. Arecchi and E. O. Schulz-Dubois *Material Processing* by M.I. Cohen. North Holland Publishing Company-Amsterdam, 1972.
7. Alexandrescu, R., Velculescu, V. G., *Asupra obținerii temperaturii locale prin iradiere cu raze laser*, St. Cerc. Fiz., *23*, 593 (1971).
8. Alexandrescu, R., Velculescu, V. G., *Distribuția de temperatură în solide sub iradiere laser*, Rev. Roum. Phys., *17*, 565 (1972).
9. Alexandrescu, R. Cojocaru, Elena, Velculescu, V. G., *Distribuția de temperatură la iradiere laser prin metoda diferențelor finite*, St. Cerc. Fiz., *26*, 239 (1974).
10. Alexandrescu, R., Cojocaru, Elena, Velculescu, V. G., *On nonlinear thermal effects by laser beam irradiation*, Rev. Roum. Phys., *19*, 167 (1974).

CAPITOLUL VI

1. Ready J. F. „Industrial Applications of lasers" Academic Press, 1978
2. Nichici, A., Popovici V., Nica, M., Achimescu, N., Popa, N., Paulescu, G., *Prelucrarea prin eroziune în construcția de mașini*, Ed. Facla, Timișoara, 1983.
3. Micloși, V., Scorobețiu, L., Jora, M. Micloș, L., *Bazele proceselor de sudare*, Ed. Didactică și Pedagogică, 1982.
4. Guțu, I., Comaniciu, N., Drăgănescu, V., Mihăilescu, I. N., Timuș, C. Denghel, N., Mehlman A., *Asupra utilizării radiației laser de putere generată de o sursă laser CO_2, cu funcționare în undă continuă, la tratamentul superficial al unor materiale metalice*, Institutul Central de Fizică, CSEN, București.
5. Guțu, I., Mihăilescu, I. N., Comaniciu, N., Drăgănescu, V., Mehlman, A., Denghel N., *Cercetări referitoare la tratamentul termic cu radiație laser ale suprafețelor de mari dimensiuni*, Metalurgia, **36** (1984), *5*.
6. Drăgănescu, V., Comaniciu, N., Alexandrescu, R., Axinte, C., Georgescu, C., *Microspheres obtained by CO_2 laser irradiation*, Rev. Roum. Phys., *18*, 943 (1973).
7. Charschan, S. S., *Lasers in Industry*, Van Nostrand Reinhold Company, 1972.
8. Drăgănescu, V. Alexandrescu, R., Comaniciu, N., Georgescu, Cl., *Asupra timpilor de sferoidizare ai unor oxizi refractari*, St. Cerc. Fiz., *23*, 1229 (1971).
9. Drăgănescu, V., Comaniciu, N., Axinte, C., Guțu, I., *Prelucrarea metalelor cu laserul*, Bul. Inf. Techn. MICM, *3*, *24* (1972).

Scanned with OKEN Scanner

V. Drăgănescu, V. G. Velculescu, PRELUCRĂRI TERMICE CU LASERI (*THERMAL PROCESSING BY LASERS*), Editura Academiei R.S.R., București, 1986.

Abstract

Heatings obtained using medium power densities from 10^2 to 10^7 W/cm^2 have their thermal effects in the temperature range $10^2 \ldots 10^4$°C i.e. the common temperatures for processing, microtooling and thermal treatments. The book covers this field of applications and demonstrates that, as far as heat processing is concerned, lasers are not merely a more precise and more efficient alternative to conventional methods, but are in many cases the only solution.

The volume is organized into seven chapters. The operating principles of lasers are discussed in the first two sections. They are aimed at providing laser users with a better understanding of their instrument and that would help them use it more efficiently. Laser radiation properties, particularly those related to power energy, are then reviewed. A more detailed presentation is given for neodymium and carbon dioxide lasers. Of a special interest is a review of the performances and applications of lasers which are actually manufactured by the Laser Department of the National Center for Physics.

The third section is concerned with laser components, accessories and maintenance. The spectral range covered by power lasers requires special materials, such as IR transparent materials, which are less commonly used in everyday practice and to which, for this very reason, a special discussion is devoted.

The issue of detectors for high power/energy lasers is dealt with according to its importance and useful details are provided mainly on Romanian-made radiometers.

The heat equation, which is obviously significant within this framework, is being presented in the 4th and 5th chapters, where both relevant cases — heat propagation without phase transition and with phase transition — are taken into account.

To avoid repeating what is known from standard manuals, the authors have focused on the analytical solutions that best fit the actual conditions of laser tooling applications. For the same purpose, the book provides a great many tables including material constants, graphs that spare the reader some painstaking calculations, as well as a lot of numerical examples. A comprehensive table summarizes all cases that are reviewed in sections 4 and 5.

Section 6 contains a review of the most relevant examples of laser applications to thermal treatment and tooling. Some of these applications, which are of widespread use such as welding, drilling, sawing, hardening

Scanned with OKEN Scanner

are given extensive coverage. The authors' experience in the field and their direct contribution to certain developments in laser technology are also reported.

In the case of heat treatments, such as hardening, where temperature gradients and temperature evolution in time are essential, the analytical methods for evaluting the thermal state may prove an insufficient accuracy, and cannot describe the real situation. Similarly, due to the temperature dependence of the material constants which, under many circumstances, cannot be neglected, the nonlinear heat equation sometimes has to be used. In such situations, one must use the numerical methods for solving the heat equation, as these can take into account the actual shape of the object, boundary losses, nonlinearities. The last section of the book is devoted to this topic. The computation algoritms for both the linear and nonlinear cases are presented and discussed. As an example, a numerical solution is provided for the nonlinear case of a moving source as may be encoutered, for instance, in laser surface hardening.

The requirements that have to be met when using laser beams are included in an appendix.

Scanned with OKEN Scanner

V. Drăgănescu, V. G. Velculescu, PRELUCRĂRI TERMICE CU LASERI (*ТЕРМИЧЕСКИЕ ОБРАБОТКИ ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ*), Editura Academiei R.S.R., București, 1986.

Резюме

Облучение излучением средней плостности 10^2—10^7 Вт/см^2 вызывает тепловые процессы в диапазоне 10^2—10^4К, т.е. в области температур, используемых, обычно, в промышленности при обработке и термообработке материалов. Посвященная этой области применения книга доказывает, что в данном случае лазер является не только конкурентом стандардных методов, но иногда представляет собой единственное решение.

Работа содержит семь глав. В первых двух главах рассмотрены принципы действия лазеров. Ясное изложение вопроса, расчитанное на инженерно-технических работников, дает четкое представление об основных физических процессах, происходящих в квантовых генераторах, необходимое для правильной и эффективной их эксплуатации. Дальше изложены основные свойства лазерного излучения, особое внимание уделяется при этом электрическим параметрам. Лазеры на неодимовом стекля и лазеры на CO_2 описаны более детально. Особое место занимают характеристики и области применения лазеров, разработаных в одной из лабораторий Центрального Физического Института.

В третьей главе приведены общие сведения о деталях, принадлежностях и техническом обслуживании лазерных установок. Спектральная область мощных лазеров требует специфических материалов, как, например, материалов, прозрачных в инфракрасной части спектра, которым и посвящен специальный параграф. Вопросу детекторов для лазеров большой мощности или большой энергии уделено особое внимание, приведены интересные данные радиометров, разработанных в Лаборатории физического института.

Важное внимание в книге уделено управлению теплопроводности, изложенному в IV и V главах, рассмотрены два представляющие интерес случая: распространение тепла при физовых превращениях и в отсутствие превращений. Не повторяя известные главы теории уравнений математической физики, авторы обращали внимание на аналитических решениях, описывающих найболее точно процессы, возникающие при лазерной обработке. Многочисленные справочные таблицы и диаграммы и значительные численные примеры освобождают читателя от громоздких расчетов и облегчает усвоение материала.

Синоптическая таблица резюмирует случаи, рассмотренные в IV и V главах, поскольку читатель скоро убеждется в этом; эти случаи весьма важные для понимания термических эффектов, изложенных в следующих главах.

Scanned with OKEN Scanner

В VI главе изложены основные достижения в обработке материалов лазерным лучом, а также часто встречаемые операции как сварка, резка, сверление отверстий, лечение описаны более детально. Заслуженное место занимают собственные результаты авторов в разных областях лазерной технологии.

В случая термической обработки, когда температурные градиенты и развивающиеся во времени термические процессы имеют первостепенное значение, аналитическое описание термического состояния среды может оказаться недостаточно точным. Кроме того, в некоторых случаях нельзя пренебречь температурной зависимостью материальных констант и это приводит к нелинейным уравнения теплопроводности. В таких случаях только численные решения уравнения позволяет учитывать реальную форму тела, граничные потери, нелинейные процессы и т.д.

Этому вопросу посвящена последняя глава, где представлены расчетные алгоритмы для линейного и нелинейного случаев и приводится пример численного решения — нелинейный случай мобильного источника — встречаемый, например, при легировании поверхности металлов.

В приложении содержатся указания по технике безопасности, обязательные при использовании лазерного луча.

Scanned with OKEN Scanner

Redactor: PETRE MOGANU
Tehnoredactor: AUREL BUDNIC

Bun de tipar: 20. II. 1986. Format: 16/70 × 100.
Coli de tipar: 12. C. Z. pentru biblioteci mari { *621.375.9 : 621.78* / *621.78 : 621.375.9*
C. Z. pentru biblioteci mici: 621.78 : 621.375.9

c. 325 — I. P. Informația
Str. Brezoianu nr. 23—25
București